

СПРАВОЧНИК
ПО ЛАЗЕРНОЙ ТЕХНИКЕ

СПРАВОЧНИК
ПО ЛАЗЕРНОЙ
ТЕХНИКЕ

ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ

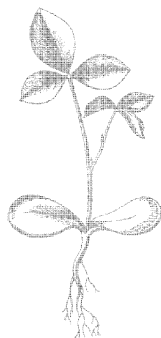
СПРАВОЧНИК ПО ЛАЗЕРНОЙ ТЕХНИКЕ

Перевод с немецкого
В.Н. БЕЛОУСОВА

Под редакцией
профессора А.П. НАПАРТОВИЧА



МОСКВА
ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ
1991



Scan AAW

ББК 32.86-5

С74

УДК 621.375.826 (035.5)

Рецензент *В. Ю. Баранов*

**WISSENSSPEICHER LASERTECHNIK/
WITLOF BRUNNER, KLAUS JUNGE
VEB Fachbuchverlag Leipzig, 1987**

Справочник по лазерной технике: Пер. с нем. —
С74 М.: Энергоатомиздат, 1991. — 544 с.: ил.
ISBN 5-283-02480-6

В сжатой форме изложены физические основы квантовой электроники, принципы действия и особенности лазеров различных типов. Большое внимание уделено использованию лазеров в физике, химии, биологии, медицине, техническому применению лазеров. Кратко рассмотрены вопросы техники безопасности при работе с лазерами и измерения лазерного излучения.

Для инженерно-технических и научных работников, занимающихся разработкой лазерных приборов и использующих лазеры в различных областях науки и техники.

С 2302030400-348
051(01)-91 190-90

ББК 32.86-5

ISBN 5-283-02480-6 (рус.)

ISBN 3-343-00204-6 (нем.)

© 1984 VEB Fachbuchverlag Leipzig, 1987

© Перевод на русский язык, предисловие. Энергоатомиздат, 1991

ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА ПЕРЕВОДА

Предлагаемая вниманию читателей книга представляет собой оригинальный справочник по лазерной технике и применениям лазеров в науке и технике. Основы физики лазеров здесь даны в очень краткой конспективной манере. Поэтому тем, кто интересуется лазерными резонаторами, лучше порекомендовать целый ряд существующих в Советском Союзе книг на эту тему [1—3].

Во второй главе справочника приводится краткое описание принципов действия и основных физических и технических характеристик всех распространенных типов лазеров. Эти разделы написаны кратко и ясно и преследуют сугубо практическую цель — дать сведения, необходимые тому, кто хочет использовать тот или иной лазер в своей работе. В последние годы широкое развитие получили решетки полупроводниковых лазеров, работающих в сфазированном режиме. Обзор современного состояния в этой области содержится в [4]. В заключение этой главы рассмотрены некоторые вспомогательные устройства и приемы в лазерной технике: модуляция добротности резонатора; методы стабилизации частоты и генерации коротких импульсов; оптические материалы, дифракционные решетки, электро- и магнитооптические эффекты и их использование.

Наиболее существенный и интересный для советского читателя раздел книги посвящен применениям лазеров в науке и технике. Рассмотрены процессы нелинейной оптики, позволяющие получать новые частоты; нелинейные эффекты в волноводах, на поверхностях твердых тел; процессы четырехволнового смешения. Описаны оптические устройства, использующие эффекты нелинейной оптики, включая бистабильные элементы и зеркала, обращающие волновой фронт. На мой взгляд, явлению обращения волнового фронта в данном справочнике уделено меньше места, чем оно того заслуживает. По явлению ОВФ можно рекомендовать книги [5, 6].

В справочнике описаны также применения лазеров в спектроскопии, в том числе нелинейной; в фотохимии, включая разделение изотопов; в микроэлектронике; в биологии и медицине и для целей инерционного термоядерного синтеза. Особый интерес для советских читателей могут представить биологические применения лазеров, описанные достаточно широко. В качестве нового применения лазеров, получающего в последнее время бурное развитие, следует указать на получение с их помощью пленок высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) [7], а также их использование для спектроскопии ВТСП [8]. Программа исследований мощного эксимерного лазера в целях лазерного термоядерного синтеза изложена в [9].

Среди применений лазеров в технике, описанных в справочнике, — обработка материалов (сварка, резка, сверление, упрочнение и т. д.); метрология; оптическая передача информации; голография. Кроме того, даны описания устройств лазерного проигрывателя и лазерного диска, световодных датчиков, устройств интегральной оптики, лазерного принтера. Обсуждаются преимущества применения лазеров в вычислительной технике, фотографии, устройствах кодирования и опознавания. Для советского читателя особый интерес может представить описание использования лазеров в строительстве зданий, дорог, штолен и т. п. Среди невошедших в справочник стоит отметить применение лазеров в устройствах оптической ассоциативной памяти [10].

Большое внимание в справочнике уделено вопросам техники безопасности при работе с лазерами и лазерным лучом.

Последний раздел справочника посвящен вопросам измерения параметров лазерного излучения. Вслед за основными понятиями техники оптических измерений изложены принципы работы регистрирующих устройств и далее описаны основные виды оптических датчиков, включая устройства, регистрирующие и усиливающие изображение. Сделан вывод о начавшемся переходе от ламповых устройств к компактным твердотельным приемникам с учетом последних достижений в микроэлектронике.

Книга может представить интерес для разработчиков лазеров, давая информацию о требованиях к лазерам с точки зрения различных применений. Для научных работников и инженеров, использующих или планирующих использовать лазеры в своей деятельности, книга позволяет ориентироваться в мире лазеров. Особую ценность дает ей полнота охвата вопросов, которые могут встретиться при практической работе с лазерами. Материалы справочника несомненно полезны также студентам старших курсов и всем начинающим работать с лазерами.

А. П. Напартович

ПРЕДИСЛОВИЕ

Эта книга по лазерной технике является справочником, в котором читателю представлен обзор основных положений, квантовой электроники с особым упором на применение этой относительно новой отрасли знаний физики. С изобретением первого лазера 27 лет тому назад началось развитие, которое из-за особых свойств этого источника света очень быстро привело к большому числу применений в науке и технике. Однако предпосылкой для этого являются специальные знания о свойствах, воздействии и регистрации электромагнитного излучения, а также о принципе действия различных типов лазеров, предъявляемых к ним требованиях, возможностях и пределах. Поэтому в краткой форме введены объяснения, которые частично выходят за пределы справочного руководства. Прежде всего это относится к принципу действия лазеров и их использованию в научной области, находящейся в настоящее время в стадии бурного развития.

Авторы стремились к тому, чтобы в достаточной степени изложить основные положения и дать более подробные сведения ряду важных применений. Детальные сведения читатель может найти в обширной цитируемой литературе.

В настоящем втором издании «Справочника по лазерной технике» были использованы большие части первого издания. Однако основной причиной переработки справочника оказалась необходимость включения новых результатов, полученных в последние годы в области лазерной физики. Для того, чтобы включить новые разработки в области самих лазеров и в особенности применения лазеров при сохранении объема книги, пришлось отказаться от ряда положений из области оптики.

Мы благодарим всех авторов и рецензентов доктора Б. Вильгельми и инженера Х. Бергмана за их работу и надеемся, что второе издание справочника найдет такой же хороший прием, который имел место при первом издании справочника. В равной степени мы благодарим издательство за учет наших пожеланий в особенности редактора издательства дипломированного физика Дж. Хорна за хорошую и конструктивную работу. Одновременно мы просим читателей о помощи при дальнейшем улучшении книги. Все указания и пожелания будут приняты с благодарностью.

Доктор техн. наук *В. Бруннер*,
доктор техн. наук *К. Юнге*

1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

1.1. СВЕТ КАК ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ

До середины XIX в. электромагнитные и оптические явления рассматривались независимо друг от друга. Представления о свете в противоположность развитой Ньютоном корпускулярной теории (теория света Ньютона), согласно которой свет должен состоять из маленьких материальных частиц (световых корпускул), характеризовались волновой теорией света (Гюйгенс, 1678 г.). По этой теории световые волны распространяются как упругие волны в светоносном эфире. Дальнейшее развитие волновой теории света было связано с работами Френеля (1825 г.), который объяснил интерференционные и дифракционные явления и показал, что при рассмотрении световых волн речь идет о поперечных волнах, т. е. о волнах, колеблющихся перпендикулярно направлению распространения, благодаря чему стала понятной поляризация света. Однако физически распространение света в виде упругой механической волны во всепроникающем эфире оставалось непонятным.

После установления основных уравнений электродинамики Максвеллом (1871 г.) последовало обоснование представления о свете как электромагнитной волне [толчком послужили измерения Вебера (1858 г.)]. Существование электромагнитных волн было подтверждено Герцем экспериментально в 1888 г. Возникшая из объяснения фотоэффекта гипотеза Эйнштейна о световых квантах (1905 г.), согласно которой свет состоит из отдельных квантов энергии (фотонов), зависящей от частоты, привела, наконец, к современному представлению о дуализме света.

Свет распространяется в виде электромагнитной волны, в то время как энергия при испускании излучения и поглощении сконцентрирована в световых квантах, при этом при взаимодействии электромагнитного излучения с веществом, как было показано Эйнштейном в 1917 г., наряду с поглощением и спонтанным излучением возникает вынужденное (индуцированное) излучение, которое образует основу для разработки лазеров.

Усиление электромагнитных волн за счет вынужденного излучения или иницирование самовозбуждающихся колебаний электромагнитного излучения в диапазоне сантиметровых волн и тем самым создание прибора, названного мазером (microwave amplification by stimulated emission of radiation), было реализовано в 1954 г. По предложению (1958 г.) распространить этот принцип усиления на значительно более короткие световые волны в 1960 г. был разработан первый лазер (light amplification by Stimulated emission of radiation) — твердотельный рубиновый лазер, за которым в дальнейшем последовал ряд других типов лазеров (табл. 1.1),

Таблица 1.1. Хронологическая таблица развития квантовой электроники

Год	Этапы развития	Авторы
1917	Введение понятия вынужденного (индуцированного) излучения	А. Эйнштейн
1928	Экспериментальное обнаружение вынужденного излучения	Р. Ладенбург, Х. Копферман
1950	Экспериментальное обнаружение инверсии заселенностей	Э. Парселл, Р. Паунд
1951 1953 1954/ 1955	Предложения об усилении за счет вынужденного излучения	В. А. Фабрикант, Дж. Вебер Н. Г. Басов, А. М. Прохоров
1954	Первый мазер на аммиаке	Дж. Гордон, Х. Цайгер, Ч. Таунс
1957	Первый твердотельный мазер	—
1958	Предложение об усилении за счет вынужденного излучения в оптическом диапазоне	А. Шавлов, Ч. Таунс
1959	Предложение о создании газового лазера	А. Джаван
1959	Предложение о создании полупроводникового лазера	Н. Г. Басов, Б. М. Вул, Ю. М. Попов
1960	Первый твердотельный (рубиновый лазер)	Т. Мейман
1961	Первый He-Ne-газовый лазер	А. Джаван, В. Р. Беннет (мл.), Д. Эрриот
1961	Обнаружение нелинейного оптического эффекта (генерация гармоник): начало развития нелинейной оптики	П. Франкен, А. Хилл, Ч. Питерс, Г. Вейнрайх
1962	Первый полупроводниковый (инжекционный) лазер	М. Натан, В. Думке, Г. Бёрнс, Ф. Дил (мл.), Г. Лашер
1965	Первый лазер на центрах окраски	Б. Фритц, Е. Менке
1966	Первый лазер на красителе	П. Сорокин, Дж. Ланкард
1969	Соединение (инжекционного) лазера с миниатюрными оптическими и электронными элементами (интегральная оптика)	С. Миллер
1971	Первый лазер с распределенной обратной связью	К. Шенк, Дж. Бьёркхолм, Х. Когельник
1977	Первый лазер на свободных электронах	Д. Дикон, Л. Элайес, Дж. Мейди, Г. Рэймен, Х. Шветтман, Т. Смит
1984	Первый солитонный лазер	Л. Молленауэр, Р. Штолен

Лазер является источником света, с помощью которого может быть получено когерентное электромагнитное излучение, которое известно нам из радиотехники и техники сверхвысоких частот, а также в коротковолновой, в особенности инфракрасной и видимой, областях спектра.

Излучение лазера отличается от излучения обычных источников света следующими характеристиками:

высокой спектральной плотностью энергии;

монохроматичностью;

высокой временной и пространственной когерентностью;

высокой стабильностью интенсивности лазерного излучения в стационарном режиме;

возможностью генерации очень коротких световых импульсов.

Эти особые свойства излучения лазера обеспечивают ему разнообразнейшие применения. Они определяются главным образом принципиально отличным от обычных источников света процессом генерации излучения за счет вынужденного излучения.

1.2. ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

1.2.1. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

В соответствии с представлениями классической электродинамики известно, что каждый ускоренный электрический заряд приводит к излучению электромагнитной волны, причем ускорение в простейшем случае может быть связано с колебаниями заряда.

Это справедливо для метровых волн радиовещательных и телевизионных передатчиков и сантиметровых и миллиметровых волн микроволновой техники. При этом типичным является то обстоятельство, что под действием соответствующей обратной связи возбуждается большое число электронов в синхронные колебания (синусоидальный ток в антенне), а это приводит к излучению электромагнитной волны по синусоидальному закону (рис. 1.1). Частота ν колебания определяется при этом свойствами колебательного контура — индуктивностью L и емкостью C контура.

Поскольку с помощью современных полупроводниковых элементов не удалось уменьшить определенную нижнюю границу для L и C , то таким способом возможно генерирование электромагнитных волн с максимальной частотой примерно 10^{11} Гц соответственно $\lambda \approx 1$ мм (табл. 1.2). Таким образом, более коротковолновое излучение можно получать с помощью атомных диполей. Это относится, в частности, к световым волнам.

Под атомным диполем понимают колеблющийся диполь атомных размеров (порядка 10^{-8} см). При этом речь идет о молекулах, атомах, возбуждениях в твердых телах, а также (для чрезвычайно коротковолнового γ -излучения) ядрах атомов.

Атом состоит из положительно заряженного атомного ядра и вращающегося (отрицательного) электронного облака, причем возможны только определенные энергетические состояния атома E_i ($i=1, 2, \dots$) (электронные орбиты Бора, дискретные энергетические состояния в квантовой механике, квантование энергии) (рис. 1.2). Переход с более высокого (энергия E_2) к более низкому энергетическому состоянию (E_1) (электронный переход) осуществляется за счет колебания диполя с час-

Т а б л и ц а 1.2. Диапазоны электромагнитного излучения

Частота, Гц	Длина волны, м	Обычное обозначение	Генерирование	Примечания
1	$3 \cdot 10^8$	{ Технический пере- менный ток	{ Генераторы	{ Радиовеща- тельные пере- датчики
10^1	$3 \cdot 10^7$	{ Длинные волны	{ Ламповые генера- торы	{ Телевизионные передатчики
10^2	$3 \cdot 10^6$	{ Средние волны		
10^3	$3 \cdot 10^5$	{ Короткие волны		
10^4	$3 \cdot 10^4$	{ Ультракороткие волны		
10^5	$3 \cdot 10^3$	{ Микроволны	{ Магнетроны Клистроны	{ Коммерческая передача дан- ных
10^6	$3 \cdot 10^2$	{ Инфракрасное из- лучение (тепловые волны)	{ Диоды Ганна	{ Мазеры
10^7	$3 \cdot 10^1$	{ Видимое излуче- ние	{ Колебания решет- ки, вращательные пе- реходы в молеку- лах	{ Лазеры
10^8	3	{ УФ-излучение	{ Атомные Дипольные	
10^9	$3 \cdot 10^{-1}$	{ (мягкое) Рентгеновское из- лучение (жесткое)	{ Электронные пере- ходы в атомах, мо- лекулах, комплек- сах	
10^{10}	$3 \cdot 10^{-2}$	{ γ -излучение	{ Колебания ядер	
10^{11}	$3 \cdot 10^{-3}$			
10^{12}	$3 \cdot 10^{-4}$			
10^{13}	$3 \cdot 10^{-5}$			
10^{14}	$3 \cdot 10^{-6}$ (3 мкм)			
10^{15}	$3 \cdot 10^{-7}$ (0,3 мкм)			
10^{16}	$3 \cdot 10^{-8}$ (30 нм)			
10^{17}	$3 \cdot 10^{-9}$ (3 нм)			
10^{18}	$3 \cdot 10^{-10}$ (0,3 нм)			
10^{19}	$3 \cdot 10^{-11}$ (0,03 нм)			
10^{20}	$3 \cdot 10^{-12}$ (0,003 нм)			

тотой

$$\nu = (E_2 - E_1)/h, \quad (1.1)$$

где h — постоянная Планка ($h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с).

Излучение электромагнитной волны на этой частоте происходит с энергией $(E_2 - E_1)$, которая испускается в виде фотона.

Возбуждение более высоких энергетических состояний, если отсутствует поле излучения, происходит путем соударений (например, воз-

Рис. 1.1. Принцип генерирования колебаний в колебательном контуре (L — индуктивность; C — емкость; R — обратная связь)

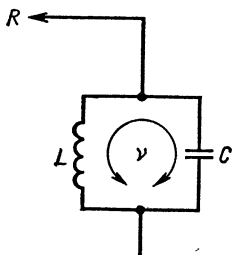
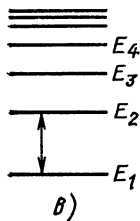
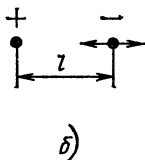
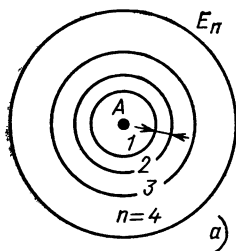


Рис. 1.2. Упрощенная боровская модель атома (а) с атомным ядром А, электронными орбитами E_n и главным квантовым числом n ; \leftrightarrow — переход $1 \leftrightarrow 2$, представленный в виде атомного диполя (б); в — схематическое изображение системы энергетических уровней для модели (а) с энергией E_i ($i = 1, 2, \dots$)



буждение электронным ударом в газовых разрядах, при прохождении тока в твердых телах, столкновения в высоконагретых средах). Переход из возбужденного в основное состояние (начало излучения) происходит спонтанно, т. е. в непредсказуемый момент времени (спонтанное излучение).

Вероятность перехода в единицу времени $\omega_{sp} = A$ связана со средним временем жизни τ возбужденного состояния:

$$A = 1/\tau, \quad (1.2)$$

которое для невозмущенного диполя определяет ширину линии $\delta\nu$:

$$\delta\nu = 1/(2\pi\tau), \quad (1.3)$$

и длину когерентности l_K испускаемого излучения (рис. 1.3):

$$l_K = c/(2\pi\delta\nu). \quad (1.4)$$

При взаимодействии колеблющегося с частотой ν атомного диполя с полем излучения той же частоты (условие резонанса) и числом фотонов n с вероятностью перехода в единицу времени ω_{ab} происходит:

поглощение излучения и тем самым возбуждение ($E_1 \rightarrow E_2$) атома, если этот атом находился в основном состоянии;

с одинаковой вероятностью $w_{\text{ind}} = w_{\text{ab}}$ необходимое для лазера вынужденное (или индуцированное) излучение, при котором возбужденный атом отдает свою энергию ($E_2 - E_1$) в фазе падающей электромагнитной волны (рис. 1.3).

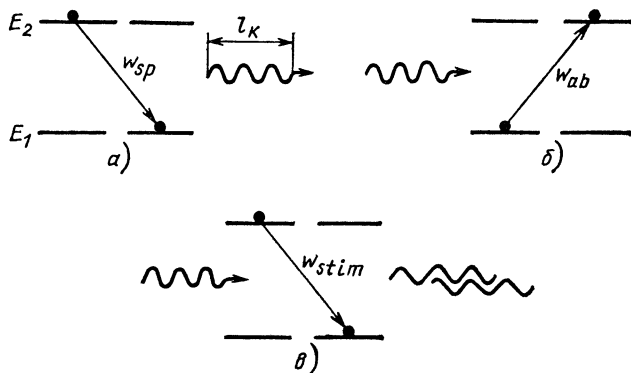


Рис. 1.3. Схематическое изображение спонтанного излучения (а), поглощения (б) и вынужденного (стимулированного) излучения (в) (слева до взаимодействия, справа после взаимодействия):

~~~~~ → — падающая или излученная волна; ● — населенность уровня

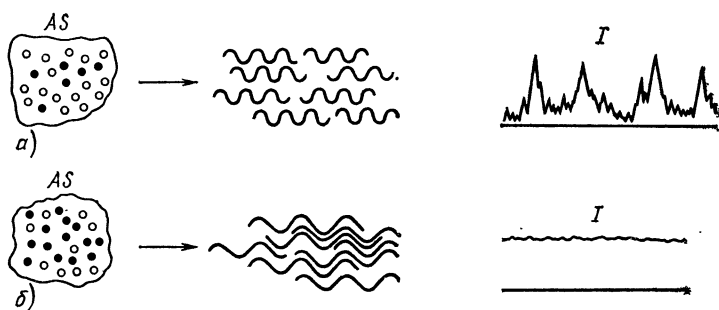


Рис. 1.4. Интенсивность  $I$  поля излучения возбужденной системы атомов  $AS$  при спонтанном (а) и вынужденном излучении (б):

~~~~~ — излученные цуги волн; ● — возбужденные атомы

Называемое светом электромагнитное излучение реализуется в виде суммарного излучения всех атомных диполей рассматриваемого источника света. При этом наряду с поглощением возникает как спонтанное, так и вынужденное излучение. В какой доле оба вида излучения вносят вклад в результирующее излучение, зависит от отношений

заселенностей излучающих атомов, которые определяются способом возбуждения (рис. 1.4).

Если излучение определяется в основном спонтанным процессом, то речь идет о тепловом (обычном) источнике света. Такое излучение называют тепловым или также естественным светом. Оно возникает за счет статистического (спонтанного) излучения несвязанных друг с другом возбужденных атомов.

Если излучение в основном определяется вынужденным процессом, то речь идет о лазерном излучении, оно возникает как синхронизированное излучение возбужденной системы (рис. 1.4).

1.2.2. ОБЫЧНЫЕ ИСТОЧНИКИ СВЕТА

Излучение обычных источников света происходит за счет электронных переходов в атомах, молекулах и комплексных средах, например в твердых телах, или за счет вращательно-колебательных переходов в сложных молекулах (углеводороды, красители).

Таким образом, регистрируемая спектральная область простирается от дальней ИК- до УФ-области спектра и — выходя за пределы оптического диапазона в узком смысле — до области рентгеновских лучей (мы не рассматриваем здесь γ -излучение, испускаемое ядрами атомов).

Возбуждение соответствующих атомных диполей происходит в столкновениях, причем энергия столкновения получается за счет химических процессов (лампы горения) или электрической энергии (электрические лампы). Результатом теплового возбуждения является заселенность возбуждаемых энергетических уровней согласно распределению Больцмана. Для N_i , N_j атомов в состояниях с энергиями E_i , E_j справедливо соотношение

$$N_i = N_j e^{-E_i - E_j / kT}, \quad (1.5)$$

если не принимать во внимание вырождение состояний. (Если $k=0$ состояние имеет q_k -кратное вырождение, то тогда N_k следует заменить на N_k/g_k .) Таким образом, возбужденное состояние $E_i > E_j$ всегда имеет меньшую заселенность по сравнению с нижележащим уровнем, $N_i < N_j$.

Пример. Для перехода в оптическом диапазоне с $\lambda = 0,5$ мкм имеем

$$E_i - E_j = h\nu_{ij} = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с} \cdot 6 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1} \approx 4 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}.$$

Тепловое возбуждение верхнего уровня i дает при температуре $T = 3000 \text{ К}$ $kT = 4,2 \cdot 10^{-20} \text{ Дж}$. Тем самым получаем $N_i/N_j = 7 \cdot 10^{-5}$.

Излучение как переход из возбужденного состояния E_i в энергетически более низкое состояние E_j происходит тогда спонтанно с вероятностью w_{sp} с испусканием фотона с энергией $E_i - E_j = h\nu_{ij}$, соответствующей электромагнитной волне частоты ν_{ij} и длиной когерентности, определяемой уравнением (1.4).

Суммарное поле излучения возникает из наложения относительно коротких цугов волн от отдельных атомов, причем суммарная вероятность в единицу времени определяется соотношением $W_{sp} = w_{sp} N_i$. К этому полю излучения следует добавить долю вынужденного рассеяния, которое происходит с вероятностью в единицу времени

$$W_{ind} = w_{ind} N_i. \quad (1.6)$$

Для соответствующей вероятности поглощения имеем

$$W_{ab} = w_{ab} N_j, \quad (1.7)$$

так что из-за $w_{ab}=w_{ind}$ и $N_i < N_j$ всегда имеет место при тепловом возбуждении

$$W_{ind} < W_{ab}. \quad (1.8)$$

Суммарное поле излучения в основном определяется спонтанным излучением. Таким образом, как следствие статистического наложения отдельных цугов волн получается излучение с малой длиной когерентности и большими флуктуациями интенсивности излучения.

Излучение с такими характеристиками называют тепловым (или также хаотическим) светом. Кроме того, в источниках света часто имеются различные сорта атомов и молекул с различными системами энергетических уровней. Точно так же даже у одного сорта атомов возбуждается ряд уровней, так что излучается большое число частот.

Т а б л и ц а 1.3. Обычные источники излучения

| Тип/принцип | Специальные источники света | Характеристика излучающей среды |
|---|--|---|
| Лампы со сгоранием топлива
Химическая энергия топлива непосредственно преобразуется в горелке в свет (ударное возбуждение) | Свеча
Свеча Гефнера
Ацетиленовая лампа
Лампа на нефтяном светильном газе
Керосиновая лампа
Лампа на пропане
Газовая лампа | Тепловой излучатель — углеводород
Тепловой излучатель — амилацетат
Тепловой излучатель — ацетилен
Тепловой излучатель — минеральное масло
Тепловой излучатель — керосин
Тепловой излучатель — пропан
Тепловой излучатель — городской газ
Тепловые излучатели — металлы, оксиды |
| Электрические лампы
Электрическая энергия преобразуется в свет | Лампы накаливания
Газоразрядные лампы:
угольная дуговая лампа
лампа тлеющего разряда
газоразрядная лампа, наполненная инертным газом
лампа с разрядом в парах металлов
газосветные лампы
Люминесцентная лампа
Комбинированная лампа смешанного цвета | Селективный излучатель — воздух
Селективные излучатели — Ne, He
Селективные излучатели — Xe, Kr

Селективные излучатели — Hg, Na
Селективные излучатели — N, CO ₂ , Ne, He, Hg
Селективные излучатели — люминофоры
Тепловое и селективное излучение (объединение лампы накаливания и газоразрядной лампы) |

Обычные источники излучения (табл. 1.3) дают в общем относительно широкий спектр частот, который определяется способом возбуждения, а также излучающей средой.

Источники излучения можно характеризовать:

как селективные (линейчатые) излучатели: возбужденные атомы или молекулы, которые возбуждаются в пламени или электрически и испускают только излучение отдельных частот (например, специальные газоразрядные лампы);

как излучатели со сплошным спектром: термически возбужденные соответствующие системы, которые излучают широкий спектр частот (например, лампа накаливания); спектральное распределение энергии зависит от температуры и от спектральной излучательной способности.

Идеальный тепловой излучатель, который поглощает все падающее на него излучение и также полностью снова испускает излучение, называют абсолютно черным телом.

Для такого излучателя как суммарная энергия, так и спектральное распределение энергии определяются только температурой (рис. 1.5).

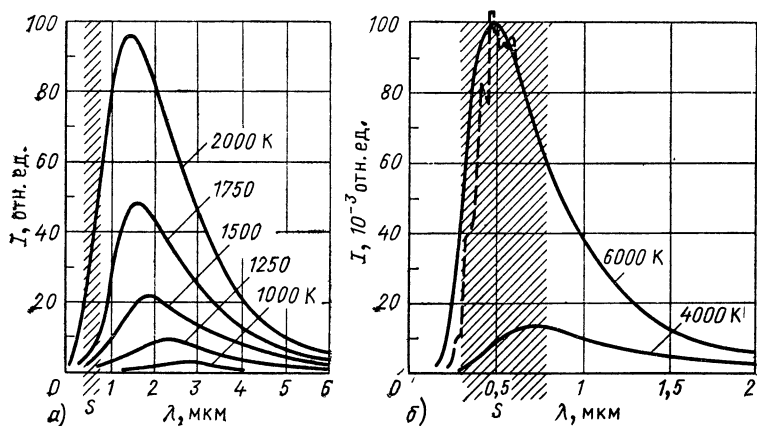


Рис. 1.5. Спектральное распределение интенсивности (в относительных единицах) черного излучателя для различных температур T :

а — область до 2000 К; б — 4000 и 6000 К; — — — солнечный спектр; S — видимая область спектра

1.2.3. ЛАЗЕР КАК ИСТОЧНИК СВЕТА

Принцип действия лазера состоит в том, чтобы достигнуть синхронизации обычно статистически (спонтанно) излучающих атомных диполей. Это означает, что свойства излучения системы в основном должны определяться вынужденным излучением. Для того чтобы это достигнуть, необходимо

$$W_{\text{ind}} > W_{\text{ab}}. \quad (1.9)$$

Это возможно только в том случае, когда число атомов на верхнем энергетическом уровне i рассматриваемого перехода больше, чем число

атомов на нижнем энергетическом уровне $j(N_i > N_j)$; такое состояние обозначается как состояние с инверсией заселенностей. Отсюда следуют два условия генерации лазера.

Первое условие генерации лазера: наличие инверсии заселенностей. Излучение, во-первых, происходит (как у обычных источников излучения) спонтанно и, во-вторых, за счет актов вынужденного испускания, причем вынужденное излучение преобладает над поглощением, так что происходит усиление вначале спонтанно созданного поля излучения. После вынужденного излучения при взаимодействии со многими атомами электромагнитное поле идентично по фазе и частоте падающей волне, но с усиленной интенсивностью. Чтобы при усилении за счет вынужденного излучения получить интенсивное поле определенной фазы и частоты и тем самым большую длину когерентности, необходимо, чтобы всегда одна и та же волна при взаимодействии со средой с инверсной заселенностью стимулировала ее к вынужденному испусканию излучения.

Это достигается с помощью обратной связи усиленной волны в резонаторе, в котором возможны только определенные собственные колебания (моды).

Если в резонансной системе (как это известно из электроники) усиление волны больше, чем потери, то в системе на основе всегда имеющегося спонтанного излучения (шума) происходит самовозбуждение колебаний, при этом имеет место переход от лазерного усилителя к оптическому генератору, кратко названному лазером.

Отсюда следует **второе условие генерации лазера (пороговое условие):** усиление света должно компенсировать затухание энергии, обусловленное потерями в резонаторе.

Спонтанно испущенный фотон точно определенной частоты и направления (соответствующий собственному колебанию резонатора) проходит через инвертированную систему атомов и вызывает с определенной вероятностью вынужденное излучение, причем эта вероятность тем больше, чем чаще фотон проходит систему возбужденных атомов. Это равным образом относится к индуцированно испущенному через определенное время фотону точно того же сорта (собственное колебание резонатора). Оба фотона распространяются через систему атомов и индуцируют испускание других фотонов. Этот процесс продолжается лавинообразно из-за увеличивающейся с ростом интенсивности вероятности излучения (см. разд. 2.1.2). Этим самым возрастает интенсивность излучения в моде или модах с очень незначительными потерями, и происходит, наконец, самовозбуждение генерации лазера, если увеличение энергии за один проход резонатора превалирует над потерями. В качестве потерь для поля излучения в основном рассматриваются вывод части излучения с помощью зеркал резонатора, а также потери, обусловленные дифракцией и рассеянием.

По отношению к названным в разд. 1.2.2 источникам света поле излучения лазера, созданного таким образом, принципиально отличается: большой длиной когерентности, обусловленной вынужденным излучением и резонатором, и высокой стабильностью интенсивности излучения, обусловленной насыщением при уменьшении инверсной заселенности.

Свет как излучение синхронизированных атомных диполей называют лазерным излучением.

Создание инверсии заселенностей может происходить различными способами и характеризовать отдельные типы лазеров (см. разд. 2.2, а также табл. 1.4). В качестве активных сред, в которых достигается

Т а б л и ц а 1.4. Источники лазерного излучения

| Тип/принцип действия | Специальные лазеры | Активная среда |
|--|--|---|
| Твердотельные лазеры
Создание инверсной заселенности путем облучения электромагнитным излучением (оптическая накачка) и тем самым возбуждение специальных ионов в кристаллах и стеклах | Рубиновый лазер
Лазер на стекле с неодимом | Cr^{3+}
Nd^{3+} |
| Газовые лазеры
Создание инверсной заселенности путем ударного возбуждения атомов и молекул в газовом разряде | He-Ne-лазер
Аргоновый лазер
CO_2 -лазер
He-Cd-лазер | Ne
Ar^+
CO_2
Cd^+ |
| Полупроводниковые лазеры
Создание инверсной заселенности за счет протекания тока в <i>p-n</i> -переходе | GaAs-лазер
InAs-лазер
InP-лазер
PbTe-лазер | } Полупроводниковые кристаллы, легированные Zn, Te и другими элементами |
| Лазеры на красителях
Создание инверсной заселенности оптической накачкой красителей | Непрерывный лазер на красителе

Лазер на красителе с ламповой накачкой

Наносекундный лазер на красителе | } Органические красители |
| Лазеры на свободных электронах
Преимущественно вынужденное излучение отклоненного электронного пучка благодаря определенным фазовым соотношениям между электронами и полем излучения | — | Пучок релятивистских электронов |

инверсия заселенностей, пригодны большое число атомов и молекул в разнообразных конфигурациях:

ионы металлов переходной группы (Cr^{3+} , Ni^{2+} , Co^{2+}), редкоземельных элементов (Nd^{3+} , Pr^{3+} , Ho^{3+} , Tm^{3+} , Er^{3+}) и актиноидов (U^{3+}) (введенные в разнообразные матрицы основного материала они образуют основу для твердотельных лазеров);

атомы, ионы и молекулы в газообразном состоянии (Ne , Ar^+ , Cd^+ , CO_2 , CO , Hg , Xe , HF , H_2O , HCN и другие используются в газовых лазерах);

сложные молекулы красителей (используются в лазерах на красителях);

полупроводниковые кристаллы преимущественно с p — n -переходом (GaAs , PbSnTe с соответствующим легированием Te , Zn , Cd для полупроводниковых лазеров).

В настоящее время существует большое число возможных активных сред и тем самым источников лазерного излучения в спектральной области от 10^{-7} до 10^{-3} м. При этом для большого числа твердотельных и газовых лазеров длина волны лазерного излучения фиксирована и не перестраивается (или перестраивается только в малом диапазоне), так что непрерывно охватывается не вся указанная область спектра. В спектральной области от 0,4 до 32 мкм возможна непрерывная перестройка частоты с помощью лазеров на красителях (в диапазоне длин волн от 0,4 до 1,2 мкм) и ряда полупроводниковых лазеров (в диапазоне длин волн от 0,8 до 32 мкм) (см. разд. 2.7 и 2.8). Лазеры с перестраиваемой частотой имеют большое значение в ряде применений, преимущественно в спектроскопии (см. разд. 3).

Кроме того, эти ограничения показывают также проблемы, которые ставятся на передний план в будущих исследованиях по лазерам и разработкам лазерных систем, не говоря о разнообразных применениях лазеров:

распространение лазерного принципа действия на более короткие длины волн (до длины волны рентгеновского излучения);

увеличение диапазона перестройки различных типов лазеров.

2. ЛАЗЕРЫ

2.1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ [10]

2.1.1 ВВЕДЕНИЕ

Электромагнитная волна усиливается за счет вынужденного излучения, если в атомной или молекулярной системе, взаимодействующей с полем излучения, существует инверсия заселенностей (первое условие генерации лазера, см. разд. 2.2). При этом усиление тем больше, чем меньше поле излучения содержит собственных колебаний. Это достигается с помощью соответствующей резонансной структуры (формирование излучения в резонаторе).

Накопленная в атомной системе энергия излучается только на некоторых собственных колебаниях (см. разд. 2.3).

Поле излучения внутри резонатора возникает в виде самоподдерживающихся колебаний, если усиление при каждом проходе через резонатор превышает потери в резонаторе (вывод излучения из резонатора,

а также другие потери). Система работает как лазер при выполнении порогового условия (второе условие генерации лазера, см. разд. 2.4).

Основу для теоретического понимания указанных характеристик лазера, включая специальные свойства, образуют:

электродинамика (классическая или квантовая форма) для описания поля излучения;

квантовая механика для описания атомной системы.

В зависимости от способа теоретического анализа можно использовать различные степени приближения. Следует различать следующие подходы для описания процессов взаимодействия излучения с веществом, а именно с помощью:

балансных уравнений (описание поля излучения с помощью числа фотонов и вероятностей переходов, атомной системы с помощью величины заселенности; этим самым охватывают пороговое условие, интенсивности, динамику процесса генерации лазера; часто используемое описание);

полуклассической теории [описание поля излучения с помощью классической электродинамики (теория Максвелла), квантовомеханическое описание атомной системы; тем самым возможно дополнительное определение фазовых и частотных соотношений; преимущественно необходимо для описания газовых лазеров]; квантовой теории [квантотеоретическое описание поля излучения и атомной системы; этим самым можно также учитывать особенности поля излучения (ширину линии, флуктуации интенсивности лазерного излучения); необходимо для описания основных процессов квантовой оптики (статистика фотонов); эта теория часто заменяется классической или полуклассической теорией и дополнительным (феноменологическим) введением флуктуаций].

Поле излучения лазера состоит из одного (часто обычное теоретическое упрощение) или многих собственных колебаний, которые характеризуются частотой, интенсивностью (числом фотонов) и поляризациями. При этом частота определяется характеристиками активной среды и резонатора, интенсивность — инверсной заселенностью и вероятностями переходов.

2.1.2. ВЕРОЯТНОСТИ ПЕРЕХОДОВ

Если атом или молекула находится в возбужденном состоянии (энергия E_2), то происходит переход в основное состояние (энергия E_1) с испусканием спонтанного излучения с вероятностью перехода в единицу времени для одного собственного колебания i (поляризация, направление):

$$\omega_{sp}^{(i)} = \frac{(2\pi)^2 \nu^3}{\hbar c^3} (\mu e)^2 d\Omega \quad (2.1)$$

где $\nu = (E_2 - E_1)/\hbar$ — частота излучения; μ — дипольный момент.

При учете спонтанного излучения во всех типах собственных колебаний (суммирование по всем направлениям поляризации e , а также элементарному телесному углу $d\Omega$) получаем

$$\sum_i \omega_{sp}^{(i)} \equiv A = \frac{64\pi^4 \nu^3}{3\hbar c^3} |\mu|^2 = \tau^{-1}, \quad (2.2)$$

в результате чего определяется время жизни τ верхнего уровня.

Если уже существует внешнее поле излучения с частотой ν со средним числом фотонов \bar{n} в собственном типе (моды) колебаний i , то тогда происходит переход $2 \rightarrow 1$ с испусканием стимулированного (вынужденного) излучения в этот же тип колебаний с вероятностью перехода в единицу времени

$$\omega_{\text{ind}}^{(i)} = \bar{n} \omega_{\text{sp}}^{(i)}. \quad (2.3)$$

Вынужденное излучение для собственных колебаний $j \neq i$ невозможно.

Суммарная вероятность перехода в единицу времени для возбужденной системы определяется соотношением

$$\omega = \omega_{\text{ind}}^{(i)} + \sum_j \omega_{\text{sp}}^j. \quad (2.4)$$

Если атом или молекула находится в основном состоянии, то тогда под действием облучения волной i (частота ν) происходит поглощение с вероятностью перехода в единицу времени

$$\omega_{\text{ab}}^{(i)} = \omega_{\text{ind}}^{(i)}. \quad (2.5)$$

Часто вместо вероятностей переходов в единицу времени применяется коэффициент Эйнштейна B :

$$\omega_{\text{ind}} = B \bar{n}. \quad (2.6)$$

Для поля излучения с частотой ν , шириной линии $\delta\nu$ и средним числом фотонов \bar{n} в объеме V (объем резонатора) коэффициент Эйнштейна B равен:

$$B = c^3 A / (8\pi V \nu^2 \delta\nu). \quad (2.7)$$

Связь между числом фотонов и плотностью энергии излучения. Плотность энергии излучения u равна энергии в единице объема и в частотном интервале:

$$u = (h\nu \bar{n} / V) dZ / d\nu, \quad (2.8)$$

где dZ — число собственных колебаний в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$; $dZ = \nu^2 V d\nu / c^3$ — на единицу телесного угла $(4\pi)^{-1}$ и заданного направления поляризации.

Таким образом, для числа фотонов имеем

$$\bar{n} = c^3 u / (h\nu^3) = \omega_{\text{ind}}^{(i)} / \omega_{\text{sp}}^{(i)}. \quad (2.9)$$

С повышением частоты ν роль спонтанного излучения становится все больше и больше по сравнению с вынужденным излучением.

Для теплового излучателя (обычный источник света) плотность энергии с учетом излучения по всем пространственным направлениям и обоих направлений поляризации равна:

$$u_T = 8\pi u. \quad (2.10)$$

Зависимость плотности энергии теплового излучения от частоты определяется формулой Планка

$$u_T = \frac{8\pi h}{c^3} \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (2.11)$$

2.1.3. БАЛАНСНЫЕ КИНЕТИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ

Каждый атом или молекула обладает большим числом возможных состояний i с энергией E_i . Пусть N_0 — число атомов в основном состоянии с энергией $E_0=0$. Тогда число N_i атомов, которые находятся в энергетическом состоянии E_i , в тепловом равновесии определяется распределением Больцмана

$$N_i = N_0 e^{-E_i/kT}, \quad i = 1, 2, \dots \quad (2.12)$$

При нарушении теплового равновесия распределение отклоняется от больцмановского (рис. 2.1). При описании лазера с помощью балансного уравнения имеем:

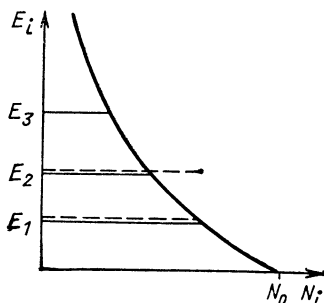


Рис. 2.1. Распределение Больцмана. За счет перезаселенности уровня с энергией E_2 (нарушение теплового равновесия, штриховая линия) можно достигнуть инверсии населенностей между уровнями E_1 и E_2

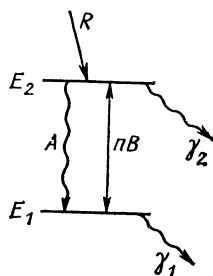


Рис. 2.2. Упрощенная схема энергетических уровней для лазерного перехода

характеристику атомной системы с помощью заселенности N_i и вероятностей переходов в единицу времени A и B , а также γ при безызлучательной релаксации;

характеристику поля излучения с помощью числа фотонов \bar{n} в соответствующем собственном типе колебаний, а также κ как потери в единицу времени (потери в резонаторе); отклонение от теплового равновесия (накачка лазера), обусловленное числом R_i атомов, перешедших в единицу времени на уровень i .

Скорость изменения числа атомов N_i в состоянии i в единицу времени равна вероятности перехода в единицу времени, умноженной на число атомов N_i . Изменение определяется суммой (увеличение заселенности +, уменьшение заселенности —) переходов, если с уровнем связано несколько переходов.

Часто оказывается достаточным рассмотрение в атоме только двух уровней, связанных лазерным переходом (рис. 2.2).

Для схемы уровней на рис. 2.2 балансные (скоростные) уравнения имеют следующий вид:

| Возможные процессы | Вероятность в единицу времени |
|---|-------------------------------|
| Спонтанное излучение | A |
| Вынужденное излучение | nB |
| Поглощение | nB |
| Релаксационные процессы (опустошение уровня 1, 2) | γ_1, γ_2 |
| Процесс накачки (возбуждение уровня 2) | R |
| Потери на излучение | κ |

уравнения для заселенностей

$$dN_1/dt = (N_2 - N_1) Bn + N_2 A - N_1 \gamma_1; \quad (2.13)$$

$$dN_2/dt = R - (N_2 - N_1) Bn - N_2 A - N_2 \gamma_2; \quad (2.14)$$

уравнение для поля излучения

$$dn/dt = -\kappa n + (N_2 - N_1) Bn. \quad (2.15)$$

Общие зависящие от времени решения возможны только с помощью численных методов. Часто достаточно иметь решение для стационарного состояния

$$dN_1/dt = 0; \quad dN_2/dt = 0; \quad dn/dt = 0.$$

Закон сохранения для числа атомов, участвующих во взаимодействии,

$$R = \gamma_1 N_1 + \gamma_2 N_2. \quad (2.16)$$

Основные соотношения. Инверсия заселенностей (первое условие генерации лазера)

$$N_2 - N_1 = \frac{(\gamma_1 - A) R}{Bn(\gamma_1 + \gamma_2) + A\gamma_1 + \gamma_1 \gamma_2} > 0. \quad (2.17)$$

Число фотонов

$$n = \left[\frac{RB(\gamma_1 - A)}{\kappa\gamma_1(A + \gamma_2)} - 1 \right] \frac{\gamma_1(A + \gamma_2)}{B(\gamma_1 + \gamma_2)}. \quad (2.18)$$

Пороговое условие (второе условие генерации лазера)

$$\frac{RB(\gamma_1 - A)}{\kappa\gamma_1(A + \gamma_2)} > 1. \quad (2.19)$$

Нестационарный режим работы лазера. Для изучения нестационарного режима работы лазера часто используется упрощенная система уравнений, получающаяся в предположениях $A=0$, $\gamma_1=\gamma_2=\gamma$ (введено обозначение $N_2 - N_1 \equiv \sigma$):

$$d\sigma/dt = R - 2B\sigma n - \gamma\sigma; \quad (2.20)$$

$$dn/dt = -\kappa n + B\sigma n. \quad (2.21)$$

Стационарное решение имеет вид

$$n_{st} = \left(\frac{RB}{\kappa\gamma} - 1 \right) \frac{\gamma}{B}; \quad \sigma_{st} = \frac{\kappa}{B}. \quad (2.22)$$

Упрощенное пороговое условие

$$RB/(\kappa\gamma) > 1. \quad (2.23)$$

Общее решение, зависящее от времени, для этой схемы также можно получить только численными методами.

Скорость накачки R определяется режимом работы лазера:

при непрерывном режиме $R = \text{const}$;

при импульсном режиме $R = R(t)$, возможная форма при возбуждении с помощью импульсных ламп накачек

$$R(t) = \text{const } t (a_1 e^{-b_1 t} + a_2 e^{-b_2 t}).$$

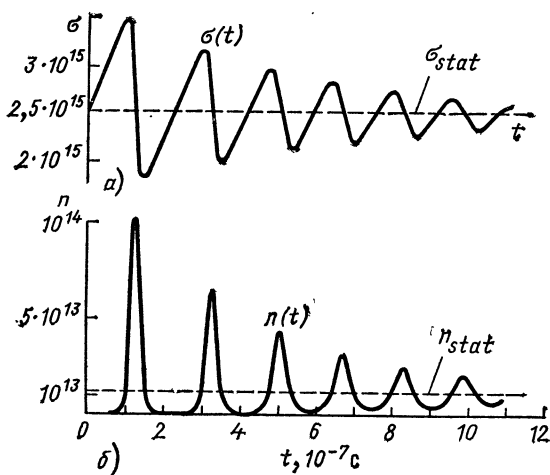


Рис. 2.3. Зависимость инверсии населенностей $\sigma(t)$ (а) и числа фотонов $n(t)$ (б) от времени при возбуждении лазера

Численные значения: $a_1 = 1$; $a_2 = 0,5 \div 0,05$; $b_1 = 10^6 \text{ с}^{-1}$; $b_2 = 10^5 \text{ с}^{-1}$.

Численное решение указанной выше системы с $R = \text{const}$ показывает возможность появления пиков (релаксационных колебаний) в излучении перед установлением стационарного режима (рис. 2.3), при сильном возбуждении установление происходит по экспоненциальному закону. Условие для возникновения релаксационных колебаний имеет вид

$$4\kappa^2/(RB) > 1. \quad (2.24)$$

Период колебаний определяется выражением

$$T_R = \frac{2\pi}{\frac{RB}{2\kappa} \sqrt{\frac{4\kappa^2}{RB} - 1}}. \quad (2.25)$$

Условие для экспоненциального поведения имеет вид

$$4\kappa^2/(RB) \leq 1. \quad (2.26)$$

Из приведенной выше системы уравнений определяется усиление слабого сигнала, которое часто используется и легко определяется экспериментально.

При прохождении через инвертированную среду (постоянная инверсия равна σ_0) для числа фотонов в точке $z=ct$ (ось z — направление распространения потока излучения) имеем

$$n(z) = n(0) \exp\left(\frac{B\sigma_0}{c} - \alpha_i\right)z \equiv n(0) \exp(g - \alpha_i)z, \quad (2.27)$$

где α_i — внутренние потери; g — оптический коэффициент усиления (gain):

$$g = B\sigma_0/c; \quad (2.28)$$

$$e^{gz} \text{ — усиление слабого сигнала.} \quad (2.29)$$

При длине резонатора L и коэффициентах отражения R_1, R_2 для зеркал в качестве порогового условия генерации лазера имеем

$$g = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \quad (2.30)$$

(часто используемая форма второго условия генерации лазера).

Обобщение: описание с помощью балансных уравнений возможно: при рассмотрении больше чем двух уровней и соответствующих вероятностей переходов;

при рассмотрении больше чем одного типа собственных колебаний и их связи;

при учете пространственной зависимости инверсной заселенности и числа фотонов (преимущественно при распространении импульса света).

Решение становится тогда значительно более сложным, см. по этому вопросу специальную литературу [2, 3].

Сказанное в еще большей степени относится к полуклассическому и квантовомеханическому описанию [2, 3], на котором здесь более подробно не останавливаемся. Однако в разд. 2.1.4 введен ряд существенных понятий, соотношений и результатов.

2.1.4. СВОЙСТВА ИЗЛУЧЕНИЯ

2.1.4.1. Ширина линии и форма линии. Ширина линии и ее форма задаются неопределенностью энергии уровней, участвующих в переходе, а также различными механизмами взаимодействия. Основные виды уширения следующие:

естественная ширина линии $\delta\nu_N$, определяемая временами жизни верхнего (τ_2) и нижнего (τ_1) уровней

$$\delta\nu_N = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} \right). \quad (2.31)$$

Профиль линии задается лоренцевой формой

$$f(\nu) = \frac{2}{\pi \delta \nu_N} \frac{1}{1 + 4 \left(\frac{\nu_0 - \nu}{\delta \nu_N} \right)^2}, \quad (2.32)$$

где ν — центральная частота;

для взаимодействующих атомов или молекул принципиально появляется уширение линий, обусловленное внешними полями и столкновениями;

однородное уширение линии может быть обусловлено, например, тем, что атом попадает в результате статистических колебаний (колебания решетки) в области с различными напряженностями электрического поля (поле кристалла), что приводит к изменяющемуся во времени расщеплению линии; если эти колебания происходят быстрее, чем продолжительность излучения на переходе ($\delta \nu_N^{-1}$), то переход однородно уширен (типично для твердотельных и отчасти полупроводниковых лазеров); быстрые внутренние релаксационные процессы в молекулах приводят также к однородному уширению (типично для лазеров на красителях);

у атомов с однородно уширенной линией все атомы в одинаковой степени принимают участие в процессах поглощения или излучения (рис. 2.4);

неоднородное уширение линии обусловлено, например, тем, что в результате теплового движения атомов возникает доплеровский сдвиг частоты излучаемого света; каждая группа атомов с определенной компонентой скорости излучает определенную частоту; движение совокупности всех атомов приводит из-за различных скоростей к излучению широкой, неоднородно уширенной линии — типично для газовых лазеров; во взаимодействии с излучением частоты ν (ширина линии много меньше доплеровской ширины) участвует только часть атомов, для которой справедливо соотношение $\nu = \nu_0 + (1/2\pi)kv$, остальные атомы не участвуют в этом процессе взаимодействия (рис. 2.4), неоднородное доплеровское уширение описывается гауссовым профилем.

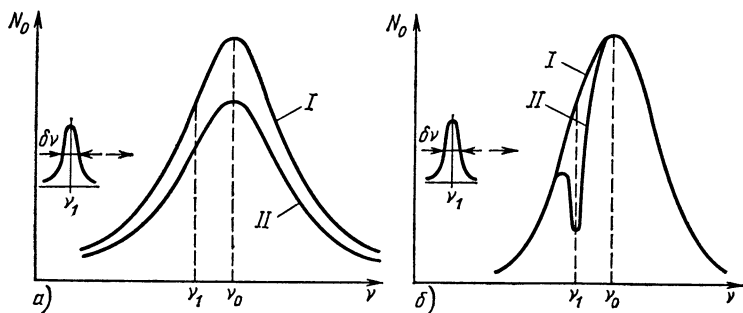


Рис. 2.4. Частотная зависимость числа атомов N_0 в основном состоянии перед поглощением (кривая I) и после поглощения (кривая II) излучения на частоте ν_1 , ширина линии $\delta \nu$:

а — при однородно уширенной линии; б — при неоднородно уширенной линии (то же самое относится к возбужденному состоянию при вынужденном излучении)

Доплеровский сдвиг частоты

$$\delta\nu_D = kv/(2\pi),$$

гауссов профиль описывается выражением

$$I(\nu) = \frac{2}{\delta\nu_D} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} e^{-[2(\nu_0 - \nu)/\delta\nu_D \sqrt{\ln 2}]^2}, \quad (2.33)$$

при этом ширина линии $\delta\nu_D$ в значительной степени определяется температурой T и сортом частиц (масса m) (рис. 2.5):

$$\delta\nu_D = \frac{2\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2kT \ln 2}{m}}. \quad (2.34)$$

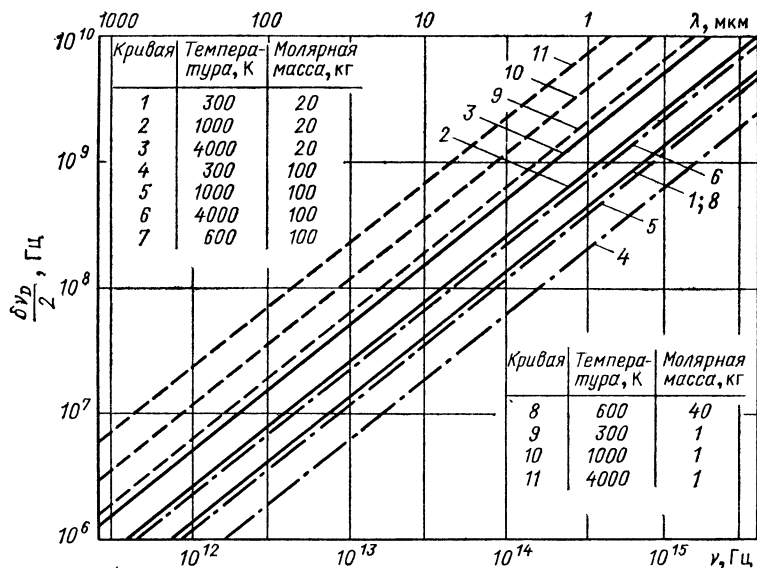


Рис. 2.5. Зависимость доплеровского уширения от частоты ν , температуры T и массы частиц активной среды

Особенности: преимущественно в газовых лазерах дополнительно возникают несколько процессов, которые могут привести к дальнейшему однородному или также неоднородному уширению линии. К ним относятся (рис. 2.6): столкновительные процессы (столкновения между атомами или молекулами прерывают процесс излучения, соответственно изменяя фазу или время жизни возбужденного состояния, однородное уширение, обусловленное столкновениями)

$$\delta\nu_S = \beta p_G, \quad (2.35)$$

где β — ширина линии/давление;

аксиальный дрейф ионов приводит к двум перекрывающимся доплеровским профилям (неоднородное уширение).

Часто применяемый способ обозначения:

продольное время релаксации — время жизни возбужденного состояния;

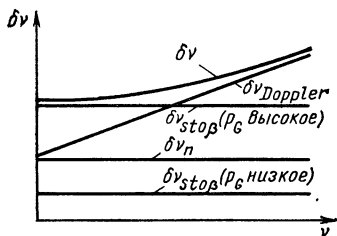


Рис. 2.6. Качественная зависимость ширины линии $\delta\nu$ от частоты ν для различных механизмов уширения

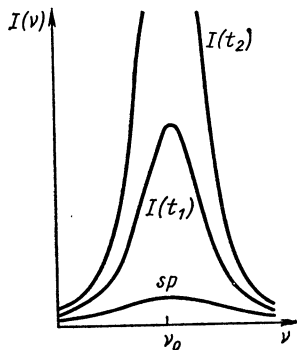


Рис. 2.7. Интенсивность линии в зависимости от частоты (центральной частоты ν_0) для спонтанного излучения (sp) и преобладающего вынужденного излучения (инверсия населенностей) для двух различных интенсивностей $I(t_2) > I(t_1)$

поперечное время релаксации — обратная однородная ширина линии.

Определяемые активной средой спектральные распределения (однородные и неоднородные ширины линий) в значительной степени изменяются в процессе генерации лазера, в частности происходит сужение спектра генерируемого излучения. Это сужение спектра обусловлено влиянием вынужденного излучения, процессами конкуренции мод, свойствами резонатора.

Поскольку интенсивность испускания вынужденного излучения пропорциональна интенсивности (числу фотонов) падающего излучения, то в центре линии она растет (относительно) сильнее и происходит сужение спектра лазерного излучения (рис. 2.7).

Поскольку частотный интервал между собственными колебаниями (продольными модами) резонатора $c/2L$ (в общем случае составляет $50\text{--}10^3$ МГц) меньше, чем (однородная или неоднородная) ширина атомной линии, то в лазере возбуждается большое число собственных колебаний. Тогда ширина генерируемой лазерной линии зависит от возможности сосуществования разных типов собственных колебаний, которое осуществляется в том случае, если собственные колебания получают энергию от разных атомов, а не от одинаковых, как это имеет место в случае однородной линии.

Механизмы, которые обуславливают сосуществование собственных мод резонатора, таковы:

- спонтанное излучение;
- неоднородное уширение линии;
- пространственная зависимость поля излучения в стоячих волнах;
- пространственная неоднородность лазерной активной среды.

Лазеры, в которых в значительной степени устраняются эти эффекты (кроме неизбежного спонтанного излучения, принципиально определяющего возможную минимальную ширину линии), дают — без специальных частотно-селективных элементов — минимальные ширины линий. Наиболее оптимальный случай: активная среда с идеально однородно уширенной линией внутри кольцевого резонатора.

В противном случае в зависимости от действия механизмов сосуществования получаются ширины линий в широкой спектральной области.

Особенности газового лазера: лэмбовский провал. Вследствие движения активных атомов имеется доплеровский сдвиг частоты и линия оказывается неоднородно уширенной. Волна, распространяющаяся влево или вправо в резонаторе, находится в резонансе с атомами, движущимися со скоростью v , при этом справедливо соотношение

$$v = v_0 \pm kv/(2\pi). \quad (2.36)$$

На этих частотах под воздействием поля излучения селективно снижается инверсная заселенность (как на частоте ν_1 на рис. 2.4). На кривой распределения симметрично относительно ν_0 получаются две «дырки», что обычно обозначается как *hole burning* (образование дырок). Величина эффекта определяется однородной шириной линии и интенсивностью.

Если происходит наложение дырок, то в этой области инверсная заселенность уменьшается сильнее. Этот эффект максимально проявляется для $v = v_0$, интенсивность излучения имеет на частоте $\nu = \nu_0$ минимум, обозначаемый как «лэмбовский провал». Это свойство в настоящее время часто используется для стабилизации частоты лазеров (см. разд. 2.10.3).

2.1.4.2. Свойства излучения идеального лазера В идеальном лазере возбуждается только одна мода. Свойства излучения характеризуются шириной линии (длиной когерентности) и флуктуациями интенсивности лазерного излучения.

Ширина линии $\delta\nu$ определяется флуктуациями фазы спонтанного излучения и добротностью резонатора, характеризуемой шириной пика собственной частоты $\delta\nu_R$:

$$\delta\nu = (\pi h \nu / P) \delta\nu_R^2, \quad (2.37)$$

где P — выходная мощность лазера.

Тем самым определяется (максимальная) длина когерентности:

$$l_K = c/(2\delta\nu). \quad (2.38)$$

Пример. Для He-Ne-лазера получают $\delta\nu \approx 1$ Гц, тем самым длина когерентности $l_K \approx 1,5 \cdot 10^5$ км.

Если поперечное сечение лазерного пучка рассматриваемого собственного колебания составляет A_K , то объем когерентности равен:

$$V_K = A_K l_K. \quad (2.39)$$

В пределах объема когерентности значения напряженности поля

коррелированы, поле излучения в хорошем приближении можно описывать волной с постоянной фазой и амплитудой.

Параметр вырождения излучения δ равен среднему числу фотонов в объеме когерентности

$$\left. \begin{aligned} \delta \ll 1 (\approx 10^{-3}) & \text{ для обычных источников света;} \\ \delta \gg 1 (\approx 10^{13}) & \text{ для лазера.} \end{aligned} \right\} \quad (2.40)$$

Для излучения черного тела параметр вырождения δ , равный

$$\delta = (e^{h\nu/kT} - 1)^{-1}, \quad (2.41)$$

соответствует максимальному значению обычного источника света.

Малая ширина линии лазера способствует тому, что большая часть накопленной в активной среде энергии излучается в узком спектральном диапазоне. Это объясняет монохроматичность лазерного излучения и высокую спектральную плотность энергии.

Эти свойства количественно отличаются от подобных свойств обычного источника света.

Качественное, более принципиальное различие обнаруживается во флуктуациях интенсивности излучения. Эти флуктуации интенсивности определяются не средним числом фотонов $\bar{n} (= \delta)$, а распределением вероятности $p(n)$, которая дает вероятность того, что при измерении регистрируется n фотонов (при среднем числе фотонов \bar{n}).

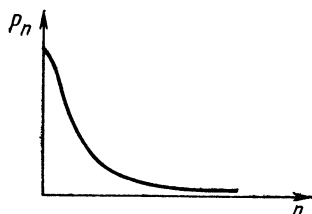


Рис. 2.8. Распределение Бозе—Эйнштейна (p_n — вероятность; n — измеренные фотоны)

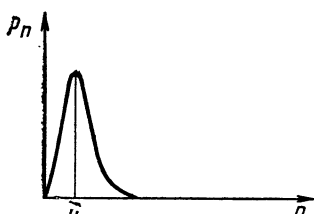


Рис. 2.9. Распределение Пуассона для среднего числа фотонов \bar{n}

Для теплового (естественного) света справедливо распределение Бозе—Эйнштейна (рис. 2.8)

$$p(n) = \frac{1}{(1 + \bar{n}) \left(1 + \frac{1}{\bar{n}}\right)^n}, \quad (2.42)$$

для лазерного излучения имеет место распределение Пуассона (рис. 2.9)

$$p(n) = (\bar{n}^n / n!) e^{-\bar{n}}. \quad (2.43)$$

Стабильность амплитуды характеризуется средним квадратом флуктуаций числа фотонов

$$(\Delta n^2) = \overline{(n - \bar{n})^2}; \quad (2.44)$$

$$(\Delta n^2) = \bar{n} + \bar{n}^2 \quad (2.45)$$

для теплового излучения (относительные флуктуации интенсивности имеют такой же порядок, как и сама интенсивность излучения) и

$$(\Delta n^2) = \bar{n} \quad (2.46)$$

для лазерного излучения (относительные флуктуации уменьшаются с ростом интенсивности, достигается значительная стабильность амплитуды).

Напряженность электрического поля излучения, распределение фотонов которого задается распределением Пуассона, можно описывать классической синусоидальной волной (состояние Глаубера для поля излучения).

2.1.4.3. Синхронизация мод (mode locking). Генерация лазера происходит вообще на многих модах (M), что определяет его спектральные характеристики, а также интенсивность излучения. Суммарная напряженность электрического поля излучения равна:

$$E(t) = \sum_i E_i(t) = E_0 \sum_i e^{i(\omega_i t + \varphi_i)}, \quad i = 1, 2, 3, \dots, M, \quad (2.47)$$

и суммарная интенсивность излучения

$$I = \sum_{i,i'} E_i^*(t) E_{i'}(t) = \sum_i I_i(t) = M I_i(t) \quad (2.48)$$

при статистических случайных фазах φ_i между полями мод. В зависимости от продолжительности накачки получается импульсное или непрерывное излучение с сильными колебаниями амплитуды.

Синхронизация фаз. Все собственные колебания имеют одинаковую фазу φ (независимо от i). Тогда для суммарной интенсивности (импульсное излучение) имеем

$$I = |E_0|^2 \frac{\sin^2(M(\pi \Delta \nu t))}{\sin^2(\pi \Delta \nu t)}, \quad (2.49)$$

где $\Delta \nu$ — частотный интервал между модами, а максимальная интенсивность $I_{max} = I M^2$.

Следует отметить, что интенсивность I_{max} лазерного излучения больше в M раз по сравнению со случаем статистически распределенных фаз между модами.

Длительность импульса

$$\Delta t = 1/(\Delta \nu M). \quad (2.50)$$

Отсюда следует возможность получения импульса лазерного излучения. Необходимая синхронизация фаз возможна различными способами, см. разд. 2.10.2.

2.2. СОЗДАНИЕ ИНВЕРСНОЙ ЗАСЕЛЕННОСТИ

Инверсная заселенность для двух энергетических состояний (2) и (1) (рис. 2.10) существует в том случае, если число атомов в энергетически более высоком состоянии (2) больше, чем число атомов в более низком состоянии (1).

Без внешнего воздействия на атомную или молекулярную систему, например, за счет поля излучения или столкновений всегда сильнее заселено более низкое состояние (1) и распределение атомов или моле-

кул по возбужденным состояниям описывается формулой Больцман (см. рис. 2.1).

Инверсия заселенностей легче достигается в следующих случаях при большом времени жизни верхнего уровня (2) (метастабильный уровень);

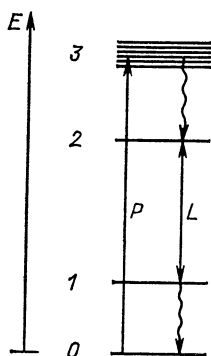


Рис. 2.10. Принципиальная схема энергетических уровней для лазерного процесса (L — лазерный переход; P — возбуждение накачкой)

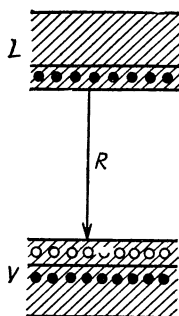


Рис. 2.11. Схема энергетических уровней для p - n -перехода:
 L — зона проводимости; V — валентная зона; R — рекомбинационное излучение;
● — электроны; ○ — дырки

при малом времени жизни нижнего уровня (1);

при большой вероятности перехода $0 \rightarrow 3$;

при быстром переходе $3 \rightarrow 2$.

Большое число атомов и молекул имеют схему энергетических уровней, удовлетворяющую этим требованиям.

Процесс создания инверсии заселенностей, часто называемый термином накачка, протекает различными способами и в значительной степени характеризует различные типы лазеров. Инверсия заселенностей образуется с помощью оптической накачки, возбуждения электронным ударом, электрического тока через p - n -переход и химической накачки.

Оптическая накачка. Возбуждение верхнего уровня (3) происходит путем поглощения оптического излучения, которое соответствует переходу $0 \rightarrow 3$ (типично для твердотельных лазеров и лазеров на красителях). В качестве источников накачки применяются мощные импульсные лампы (преимущественно для твердотельных лазеров) и лазеры (например, аргонный ионный лазер, преимущественно для лазеров на красителях).

Выбор источников накачки происходит с учетом необходимой мощности накачки (выполнение порогового условия) и спектрального распределения.

Принципиально необходимо, чтобы преобладающая спектральная доля интенсивности соответствовала более высокой частоте по сравнению с частотой лазерного перехода $2 \rightarrow 1$ и имела максимум в области перехода $0 \rightarrow 3$. Для передачи энергии излучения накачки активной сре-

де применяются различные устройства, определяемые типом лазера (см. разд. 2.5 и 2.8).

Ударное возбуждение (в газовом разряде). Возбуждение верхнего уровня (3) в электрическом разряде происходит непосредственно путем столкновений первого рода с электронами (эффективное поперечное сечение $\sigma_w \approx 10^{-14} + 10^{-16} \text{ см}^2$) или передачи энергии за счет столкновений второго рода (эффективное поперечное сечение $\sigma_{w2} = 10^{-16} + 10^{-18} \text{ см}^2$).

Большие сечения столкновений второго рода имеют место, если для разности энергии ΔE между возбужденным состоянием атома A и возбуждаемым состоянием атома B в процессе $A^* + B \rightarrow A + B^* \pm \Delta E$ выполняется условие

$$\Delta E \ll kT.$$

Пример. Для $\Delta E \approx 10^{-1} \text{ эВ}$ $\sigma_{w2}(A \rightarrow B)$ уменьшается до 10^{-20} см^2 .

Типичный процесс возбуждения для газовых лазеров связан со столкновениями второго рода. Столкновения второго рода являются доминирующим процессом в He-Ne-лазере. Электрический разряд может быть:

самостоятельным разрядом, в котором носители электрического тока (электроны, ионы) сами образуются в разряде (наиболее частая форма разряда в газовых лазерах);

несамостоятельным разрядом, в котором ионизация происходит при внешнем воздействии (например, путем бомбардировки быстрыми электронами или фотоионизации с помощью УФ-излучения, используется главным образом для возбуждения импульсных мощных газовых лазеров).

Самостоятельный газовый разряд, непрерывный или импульсный, имеет постоянное направление тока.

Плотность тока J : $10^{-3} \text{ А/см}^2 < J < 1 \text{ А/см}^2$ у тлеющих разрядов, $1 \text{ А/см}^2 < J < 10^3 \text{ А/см}^2$ у дуговых разрядов.

Давление газа p_G : $1 \text{ Па} < p_G < 10^4 \text{ Па}$ у разрядов низкого давления, $10^4 \text{ Па} < p_G < 10^6 \text{ Па}$ у разрядов высокого давления.

Более подробно эти вопросы обсуждаются в разд. 2.6.

Прохождение тока в p - n -переходе. Типичным способом возбуждения полупроводникового лазера является протекание тока в p - n -переходе. В этом случае полупроводниковый лазер называется полупроводниковым инжекционным лазером, поскольку его накачка происходит за счет «инжекции» носителей заряда.

Инверсия заселенностей в p - n -переходе существует тогда, когда число пар — электронов в зоне проводимости и дырок (отсутствующие электроны) в валентной зоне — больше, чем число пар — электронов в валентной зоне и дырок в зоне проводимости — с одинаковым энергетическим интервалом в паре (рис. 2.11).

Это достигается путем приложения напряжения таким образом, что электроны n -области (легированной донорами электронов), как и дырки p -области (легированной акцепторами электронов) движутся к p - n -переходу. При достаточно высоком легировании достигается инверсия заселенностей. Излучение происходит в виде рекомбинационного излучения (электрон \rightarrow дырка).

Необходимое легирование (для GaAs):

концентрация электронов $N_n > 3,8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$;

концентрация дырок $N_p \geq 1,2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$;

применяемое напряжение 6—10 В;

плотности токов (в зависимости от типа полупроводника, охлаждения, режима работы) $100\text{--}10^5$ А/см².

Химическая накачка. Особой формой возбуждения для специальных газовых лазеров является химическая накачка. В определенных химических (экзотермических) реакциях энергия реакции частично приводит к возбуждению одного из реагентов реакции. Наряду с электронными переходами возбуждаются колебательные и вращательные уровни молекул. В рассмотрение следует включить следующие процессы: фотодиссоциацию $AB+h\nu\rightarrow A^*+B$;

Пример: $\text{CH}_3\text{I}+h\nu\rightarrow\text{CH}_3+\text{I}^*$ (иодный лазер);

экзотермические реакции обмена $A+BC\rightarrow AB^*+C$;

Примеры: $\text{F}+\text{H}_2\rightarrow\text{HF}^*+\text{H}$ (HF-лазер); $\text{SO}+\text{CS}\rightarrow\text{CO}^*+\text{S}_2$;

рекомбинационное возбуждение $A+B+M\rightarrow AB^*+M$ преимущественно приводит к возбуждению электронных состояний (M обозначает партнера по столкновению, третье тело);

Примеры: $\text{N}+\text{N}+M\rightarrow\text{N}_2^*+M$; $\text{N}+\text{O}+M\rightarrow\text{NO}^*+M$.

Химические реакции инициируются с помощью пламени или путем возбуждения импульсной лампы. Создание инверсии заселенностей посредством химической накачки, не говоря о специальных применениях, не имеет особого значения по сравнению с другими названными способами. Аналогичное замечание еще в большей степени относится к методу, на который следовало бы сослаться из исторических соображений. Этим методом впервые была создана инверсия заселенностей (в СВЧ-диапазоне). Речь идет о пространственном разделении возбужденных и невозбужденных молекул. Во внешнем электрическом поле индуцируется различный для верхнего и нижнего уровней дипольный момент, что приводит в неоднородном электрическом поле к различному отклонению и тем самым к разделению возбужденных и невозбужденных молекул. Этот способ применяется для молекул NH_3 , $\nu=23,87$ ГГц.

В резонатор попадают только возбужденные молекулы, которые приводят к спонтанному, а затем и к вынужденному излучению. Это был первый мазер.

2.3. ОПТИЧЕСКИЕ РЕЗОНАТОРЫ

2.3.1. ВВЕДЕНИЕ

Обратная связь для поля, усиленного в процессе вынужденного излучения, достигается с помощью подходящей резонансной структуры. Благодаря такой резонансной структуре выделяется только относительно немного собственных колебаний. Усиление для этих собственных колебаний достаточно, чтобы компенсировать потери, так что возникает генерация излучения (пороговое условие, см. разд. 2.4).

Собственные колебания резонатора характеризуются частотой, направлением распространения и поляризацией, так что типичные свойства излучения, как, например, спектральная плотность энергии, монохроматичность и расходимость, определяются селективными свойствами резонатора. Физическое представление об обратной связи или выделение собственных колебаний, часто обозначаемых как моды, можно охарактеризовать следующим образом:

в фотонном представлении испускаемые за счет спонтанного излучения фотоны попадают при определенном направлении распространения на зеркало, отражаются и проходят через активную среду, что

может привести к вынужденному излучению, снова отражаются от второго зеркала и т. д., т. е. возникает обратная связь (рис. 2.12);

в волновом представлении (необходимо для более детального понимания) в качестве граничного условия в теории Максвелла входит равенство нулю напряженности электрического поля на (идеально) отражающих поверхностях; тем самым для электромагнитного поля

Рис. 2.12. Схема лазерного плоскопараллельного резонатора (резонатора Фабри-Перо) (S_1 , S_2 — зеркала; M — активная среда)

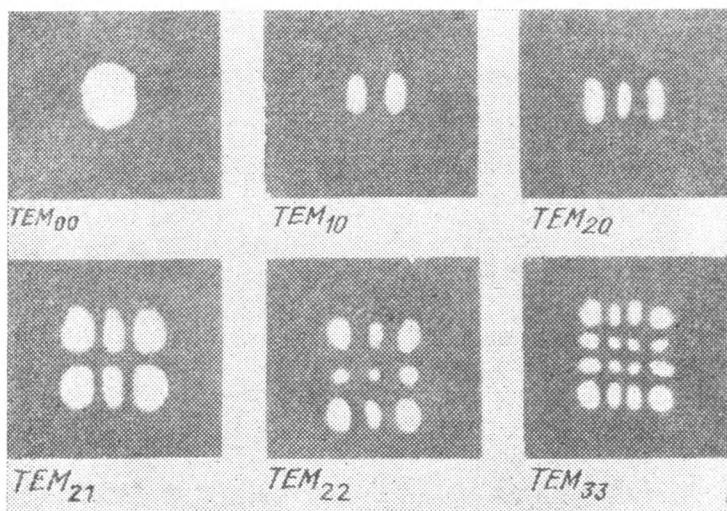
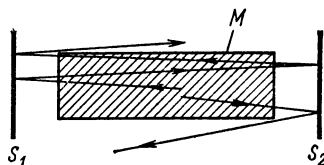


Рис. 2.13. Распределение интенсивности для мод $TEM_{m,n}$ в лазерном резонаторе [1]

в пространстве между двумя зеркалами возможны только совершенно определенные распределения — собственные колебания.

В соответствии с теорией резонаторов в СВЧ-диапазоне моды соответствуют поперечным электромагнитным колебаниям (ТЕМ) и упорядочиваются по числу нулей mn в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения (рис. 2.13).

Примеры: TEM_{00} — нет нулей;

TEM_{01} — один ноль в направлении y ;

TEM_{22} — два нуля в направлении y и два в направлении x .

Потери на излучение зависят не только от модовой структуры, но также от геометрии резонатора и характеризуются числом Френеля

$$N = a^2 / (4\lambda L), \quad (2.51)$$

где a — диаметр плоского зеркала; L — длина резонатора.

Резонаторы, которые должны выделять только несколько собственных колебаний, в общем имеют размеры порядка длины волны.

Пример. Закрытый со всех сторон проводящими стенками ящик размерами несколько сантиметров в СВЧ-диапазоне имеет спектр собственных колебаний

$$\nu_{mnq} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{b}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{q}{L}\right)^2},$$

где L — длина резонатора; b^2 — площадь поперечного сечения; m, n, q — целые числа.

Замкнутый резонатор. Особенность оптических резонаторов заключается в том, что их размеры (до 200 м) много больше длины волны (область мкм).

Резонаторы образуются с помощью двух противостоящих отражающих слоев (зеркал), боковое ограничение отсутствует. Открытые резонаторы — см. рис. 2.12.

Пример. Для плоского (квадратного) зеркала приближенно получаем для спектра собственных колебаний

$$\nu_{mnq} = \frac{cq}{2L} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{mL}{qb} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{nL}{qb} \right)^2 \right],$$

где m, n, q — целые числа.

Для $L = 10$ см и $\lambda = 1$ мкм имеем $q = 2 \cdot 10^5$, а для $n = m = 0$ получается частотный интервал между соседними модами $\Delta \nu = c / (2L) = 1,5$ ГГц.

Конфигурации оптических резонаторов могут быть разными. Следует различать следующие типы резонаторов:

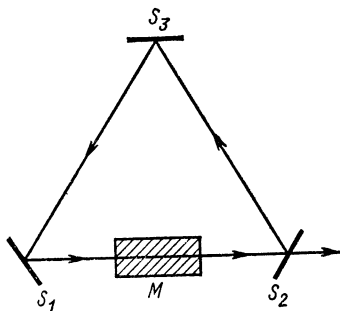


Рис. 2.14. Кольцевой резонатор (S_1 — S_3 — зеркала; S_2 — выходное зеркало; M — активная среда)

резонаторы с плоскими или концентрическими зеркалами;
устойчивые резонаторы;
неустойчивые резонаторы.

Электромагнитное излучение имеет характер стоячей волны в резонаторах типа Фабри-Перо и бегущей волны в кольцевых резонаторах (рис. 2.14).

2.3.2. РЕЗОНАТОР С ПЛОСКИМИ КРУГЛЫМИ ЗЕРКАЛАМИ

Этот оптический резонатор состоит из двух плоских круглых, бесконечно протяженных зеркал, которые установлены друг против друга, а их нормали к поверхностям ориентированы параллельно оптической оси (резонатор Фабри-Перо). Плоская электромагнитная волна (начальные амплитуды u_1, u_2) распространяется между обоими зеркалами, причем при каждом отражении остается доля R_1 на левом и R_2 на правом зеркале (рис. 2.15).

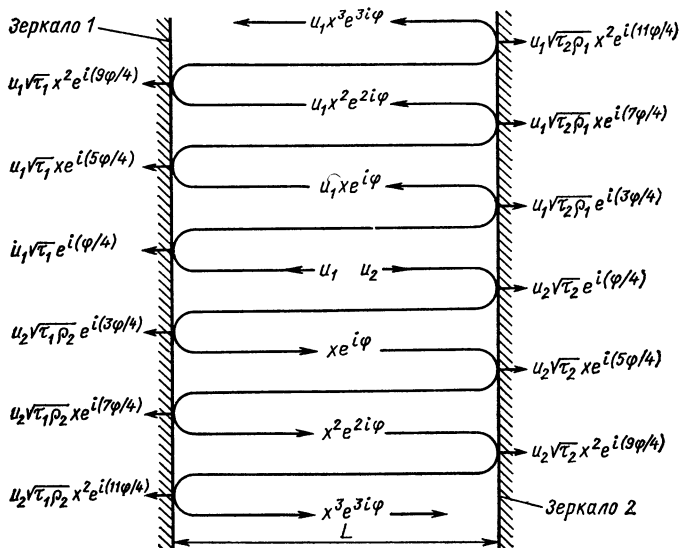


Рис. 2.15. Амплитуды и фазы электромагнитной волны между двумя отражающими слоями ($\varphi = 4\pi L/\lambda$, $x = \sqrt{R_1 R_2}$, $\rho_i = R_i$, $\tau_i = 1 - R_i$ для $i = 1$ и 2)

Для интенсивности излучения внутри резонатора имеем

$$I = I_0 \frac{1}{1 + F \sin^2 \frac{2\pi}{c} \nu L}, \quad \text{где } F = \frac{4 \sqrt{R_1 R_2}}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2}. \quad (2.52)$$

Интенсивность становится максимальной для частоты

$$\nu = cq/(2L) \equiv \nu_{00q}$$

(определение аксиальных собственных колебаний с целыми числами q).

Для бесконечно протяженного зеркала также возможно распространение излучения под углом ϑ_m к оптической оси. Для соответствующей

ших собственных колебаний имеем

$$\nu_{mq} = \frac{qc}{2L \cos \vartheta_m}, \quad \text{где } \nu_m = \sqrt{m \frac{\lambda}{L}}. \quad (2.54)$$

Частотный интервал между двумя соседними модами равен:

$$\Delta\nu = c/(2L) \quad (2.55)$$

(в большинстве случаев $\Delta\nu$ много меньше ширины линии лазерного перехода), в то время как ширина $\delta\nu$ собственного колебания определяется добротностью Q резонатора:

$$\delta\nu/\nu = \delta\lambda/\lambda = 1/Q; \quad (2.56)$$

$$Q = 2\pi L/(\lambda\kappa_{\text{tot}}). \quad (2.57)$$

Суммарные потери κ_{tot} резонатора определяются потерями на зеркалах 1 и 2 (κ_{A1} , κ_{A2})

$$\kappa_{A1} = \frac{1}{4} (1 - R_1) (1 + R_2); \quad (2.58)$$

$$\kappa_{A2} = \frac{1}{4} (1 - R_2) (1 + R_1); \quad (2.59)$$

$$\kappa_A = \kappa_{A1} + \kappa_{A2} = \frac{1}{2} (1 - R_1 R_2); \quad (2.60)$$

дифракционными потерями κ_B (зависят от числа Френеля N и типа собственного колебания), для $N \gg 1$ имеем

$$\kappa_B = \frac{1}{4N^{3/2}} + \vartheta_m \frac{L}{2a}, \quad (2.61)$$

число Френеля $N = a^2/(\lambda L)$; a — радиус наименьшего зеркала; потерями, обусловленными неточностью юстировки κ_G при наклоне на угол β (в радианах) относительно нормали к оси резонатора, которые приближенно определяются соотношением

$$\kappa_G = \sqrt{L\beta/(4a)}; \quad (2.62)$$

потерями на рассеяние и поглощение κ_W ; эти потери зависят от оптического качества лазерного вещества и зеркал, для оценки этих потерь нет пригодной формулы.

Суммарные потери

$$\kappa_{\text{tot}} = \kappa_A + \kappa_B + \kappa_G + \kappa_W \quad (2.63)$$

определяют ширину линии собственных колебаний (рис. 2.16).

Длина L резонатора определяет интервал между собственными частотами. Изменения длины по порядку величины на $\Delta L = (L/\pi)\kappa_{\text{tot}}$ приводят к сдвигу частоты на $\Delta\nu$. Чтобы потери, обусловленные неточностями юстировки, были достаточно малыми, необходимо выполнить условие $\beta \ll (8a/L\sqrt{F})$.

Более точное рассмотрение резонатора с плоскими круглыми зер-

калами дает распределение амплитуд на зеркалах для различных собственных колебаний (рис. 2.17).

Для резонансных частот для $N \gg 1$ в общем случае имеем

$$\nu_{mnq} = \frac{c}{2L} q + \frac{cL}{4\pi a^2 q} \mu_{mn}^2, \quad (2.64)$$

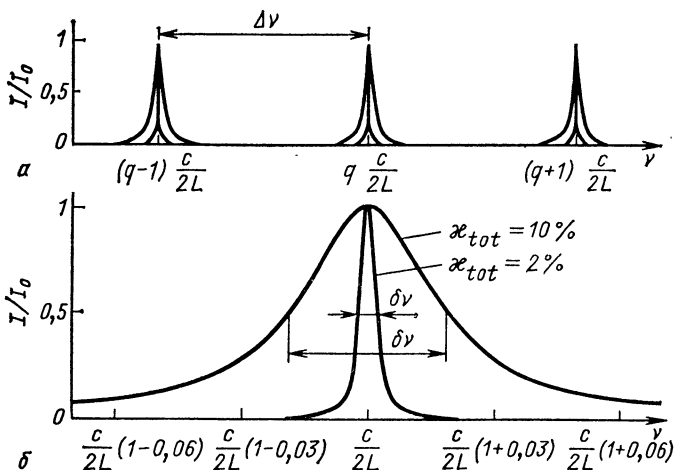


Рис. 2.16. Ширина линии для различных суммарных потерь в резонаторе:
а — интервал между линиями; б — форма линии

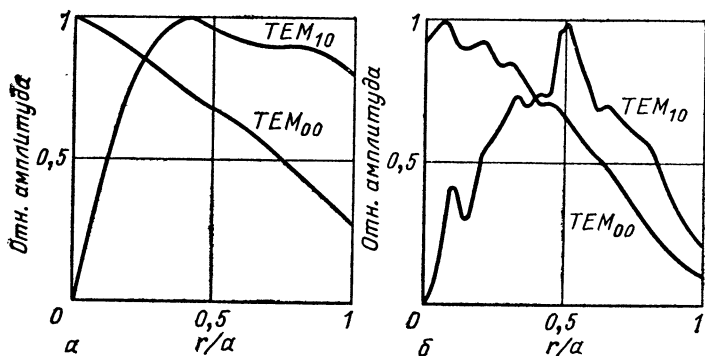


Рис. 2.17. Распределение амплитуд на зеркалах для мод TEM_{00} и TEM_{10} :
а — $N=1$; б — $N=10$

μ_{mn} обозначает $(n+1)$ — нуль функции Бесселя I_m , в то время как дифракционные потери определяются выражением [2.4]

$$\kappa_B = 16\mu_{mn} \frac{\delta(M+\delta)}{[(M+\delta)^2 + \delta^2]^2}, \quad \delta = 0,824, \quad M = \sqrt{8\pi N} \quad (2.65)$$

(рис. 2.18).

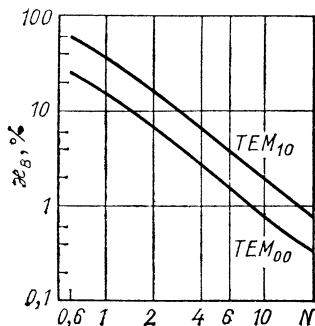


Рис. 2.18. Дифракционные потери как функция от числа Френеля для мод TEM_{00} и TEM_{10}

2.3.3. УСТОЙЧИВЫЕ РЕЗОНАТОРЫ С КРУГЛЫМИ ЗЕРКАЛАМИ

Тип резонатора и его свойства определяются параметрами (рис. 2.19)

$$g_1 = 1 - (L/\rho_1); \quad N_1 = a_1^2/(\lambda L); \quad (2.66)$$

$$g_2 = 1 - (L/\rho_2); \quad N_2 = a_2^2/(\lambda L), \quad (2.67)$$

где a_1, a_2 — радиусы зеркал; ρ_1, ρ_2 — радиусы кривизны зеркал (рис. 2.20).

Тогда имеем:

$g_1 = g_2 = 1$ — устойчивый резонатор с плоскими зеркалами;

$g_1 = g_2 = 0$ — устойчивый конфокальный резонатор с двумя одинаковыми вогнутыми зеркалами;

$g_1 = g_2 = -1$ — устойчивый концентрический резонатор с двумя одинаковыми вогнутыми зеркалами, по структуре соответствует случаю $g_1 = g_2 = 1$.

Кроме того, справедливы условия:

$0 < g_1 g_2 < 1$ [устойчивый резонатор, для случая $N_i > 50$ ($i=1, 2$) такой резонатор можно рассматривать в приближении геометрической оптики, дифракционные потери приобретают (с уменьшением $N_i < 50$) возрастающее значение и определяют свойства резонатора];

$1 - g_1 g_2 < 0$ (неустойчивый резонатор, электромагнитная волна уже после нескольких отражений расходится и больше не попадает на зеркало).

Следует избегать использования резонаторов с $g_1 g_2 = 0$ или $g_1 g_2 = -1$, поскольку разъюстировка легко приводит в неустойчивую область. Хорошую стабильность по отношению к разъюстировке имеют резонаторы с $g_1 g_2 = 1/2$.

| 1 | 2 | g_1 | g_2 | ρ_1/L | ρ_2/L | |
|---|---|----------------|-------|---------------|---------------|-------------------------------|
| | | 1 | 1 | ∞ | ∞ | Плоскопараллельный резонатор |
| | | 0 | 0 | 1 | 1 | Конфокальный резонатор |
| | | 0 | 1 | 1 | ∞ | Полуконцентрический резонатор |
| | | -1 | 1 | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | Концентрический резонатор |
| | | -1 | 0 | $\frac{1}{2}$ | 1 | |
| | | $\frac{1}{2}$ | 1 | 2 | ∞ | Полуконфокальный резонатор |
| | | $\frac{1}{4}$ | 2 | $\frac{4}{3}$ | -1 | |
| | | $-\frac{1}{2}$ | -1 | $\frac{2}{3}$ | $\frac{1}{2}$ | |
| | | $-\frac{1}{4}$ | -2 | $\frac{4}{5}$ | $\frac{1}{3}$ | |

Рис. 2.19. Определение различных конфигураций резонаторов

Два устойчивых резонатора совпадают по своим свойствам, если выполнены следующие соотношения (верхний индекс относится к резонатору 1 или 2):

$$\frac{a_1^{(1)} a_2^{(1)}}{\lambda^{(1)} L^{(1)}} = \frac{a_1^{(2)} a_2^{(2)}}{\lambda^{(2)} L^{(2)}}; \quad (2.68)$$

$$g_1^{(1)} \frac{a_1^{(1)}}{a_2^{(1)}} = g_1^{(2)} \frac{a_1^{(2)}}{a_2^{(2)}}; \quad (2.69)$$

$$g_2^{(1)} \frac{a_2^{(1)}}{a_1^{(1)}} = g_2^{(2)} \frac{a_2^{(2)}}{a_1^{(2)}}. \quad (2.70)$$

Резонаторы выбирают с учетом свойств лазерной активной среды, особенно принимая во внимание допустимые потери, длину, диаметр, при этом должно выполняться соотношение $a_L = (1,5 \div 2) W$, причем a_L обозначает радиус активной среды, а W — радиус, при котором интенсивность TEM_{00} -моды падает в e^2 раз.

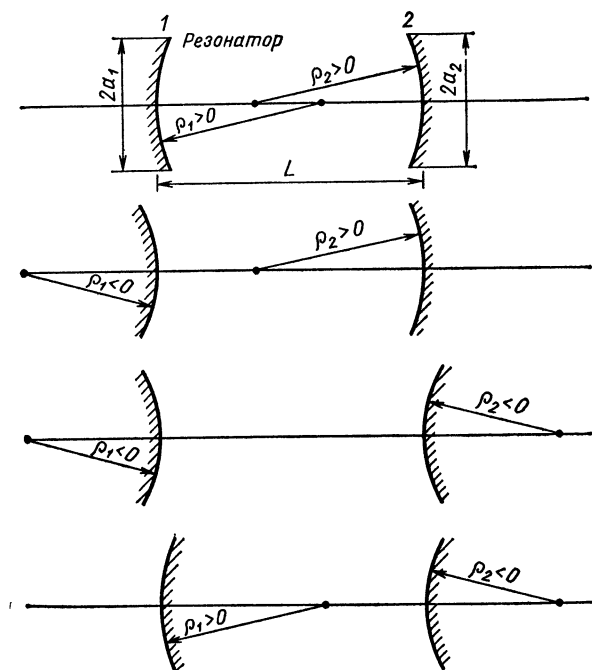


Рис. 2.20. Определение знака радиусов кривизны зеркал

Определение числа Френеля. Число Френеля определяется через a_L для случая $a_L \approx W$, а для случая $a_L \gg W$ и $a \approx a_F$, где a_F обозначает радиус лазерного пучка на зеркалах, и a_F для случая $a_L \gg W$ и $a \gg a_F$.

Важными конфигурациями резонаторов рассматриваемого типа являются

$$N < 50; \quad g_1 = g_2 = 0.$$

Конфокальный устойчивый резонатор, свойства которого главным образом определяются дифракцией (рис. 2.21 и 2.22). Для резонансных частот имеем

$$v_{mnq} = \frac{c}{2L} \left(q + 1 + \frac{2n + m + 1}{2} \right). \quad (2.71)$$

Для дифракционных потерь в общем случае для числа Френеля $N \gg 1$ действительно соотношение

$$\kappa_B = \frac{4\pi (8\pi N)^{2n+m+1}}{n! (m + n + 1)!} e^{-4\pi N}. \quad (2.72)$$

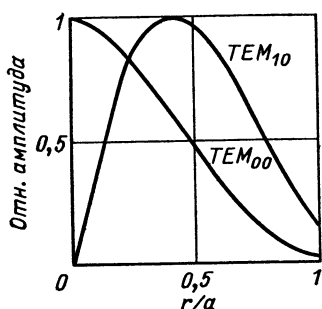


Рис. 2.21. Распределение относительной амплитуды на зеркале для мод TEM_{00} и TEM_{10} у конфокального резонатора ($N=1$) [5]

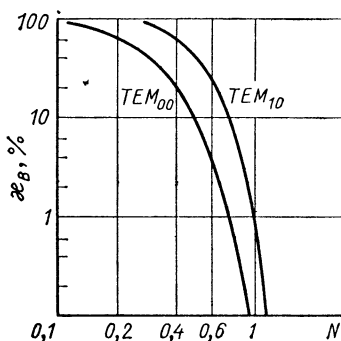


Рис. 2.22. Дифракционные потери для мод TEM_{00} и TEM_{10} как функция от числа Френеля N для конфокального резонатора [5]

Шейка (наименьшее поперечное сечение) пучка лежит в середине резонатора и имеет радиус

$$W_T = (1/\sqrt{2}) \sqrt{\lambda L/\pi}. \quad (2.73)$$

В месте расположения зеркала радиус лазерного пучка равен:

$$W_S = \sqrt{\lambda L/\pi}. \quad (2.74)$$

Для полного формирования мод необходимо обеспечить, чтобы выполнялось условие $a_L, a_1, a_2 > W$.

Суммарный угол расходимости пучка в дальней зоне (определенный на уровне половинной интенсивности для моды TEM_{00}) равен:

$$\theta_{0,5} = 0,94 \sqrt{\lambda/L}. \quad (2.75)$$

При спаде до уровня e^{-2} имеем

$$\theta_{e^{-2}} = 1,7\theta_{0,5} \quad (2.76)$$

При наклоне оси зеркала относительно оси резонатора на угол β имеем для:

$\beta \ll a/2L$ отсутствие геометрических потерь κ_G , однако происходит изменение структуры мод;

$\beta \gg a/2L$ значительные увеличивающиеся с ростом β геометрические потери κ_G .

Однако принципиально справедливо, что допустимый наклон зеркал для конфокального резонатора значительно больше, чем для резонатора из двух плоских зеркал.

$$N \leq 50; \quad g_1 = 1; \quad 0 < g_2 \leq 1.$$

Устойчивый резонатор с плоским зеркалом (индекс 1) и сферическим зеркалом (индекс 2). Для резонансных частот имеем

$$\nu_{mnq} = \frac{c}{2L} \left[q + \frac{1}{2\pi} (1 + 2m + n) \arccos \left(1 - \frac{2L}{\rho_2} \right) \right]. \quad (2.77)$$

Дифракционные потери получаются при использовании эквивалентных чисел Френеля $N_{\ddot{a}q}$, получающихся из чисел Френеля конфокального резонатора, при использовании соотношений подобия. Для этого случая имеем

$$N_{1\ddot{a}q} = \frac{a_1^2}{\lambda \sqrt{L\rho}} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{L}{\rho}}} = N_1 \sqrt{\frac{L}{\rho - L}}; \quad (2.78)$$

$$N_{2\ddot{a}q} = \frac{a_2^2}{\lambda \sqrt{L\rho}} \sqrt{1 - \frac{L}{\rho}} = N_2 \sqrt{\frac{L}{\rho} - 1}. \quad (2.79)$$

Тогда

$$\kappa_B = \frac{1}{2} (\kappa_{1B} + \kappa_{2B}). \quad (2.80)$$

Шейка пучка лежит на плоском зеркале и имеем радиус пучка

$$W_T = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \sqrt{L(\rho - L)}}. \quad (2.81)$$

Радиус пучка на вогнутом зеркале достигает значения

$$W_2 = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \frac{\rho}{\sqrt{\rho - L}}}. \quad (2.82)$$

Суммарный угол расходимости пучка равен:

$$\Theta_{0,5} = 0,27\lambda/W_1. \quad (2.83)$$

$$N \leq 50; \quad g_1 \neq g_2; \quad 0 < g_1 g_2 \leq 1.$$

Устойчивый резонатор с двумя различными или также с двумя равными вогнутыми зеркалами, свойства которого определяются дифракцией.

Для резонансных частот имеем

$$v_{mnq} = \frac{c}{2L} \left[q + \frac{1}{\pi} (1 + 2m + n) \arccos \sqrt{\left(1 - \frac{L}{\rho_1}\right) \left(1 - \frac{L}{\rho_2}\right)} \right]. \quad (2.84)$$

Дифракционные потери можно определить из выражения

$$\kappa_B = \frac{1}{2} (\kappa_{1B} + \kappa_{2B}), \quad (2.85)$$

соответственно для $N_{1\dot{a}q}$ и $N_{2\dot{a}q}$ из диаграмм конфокального резонатора

$$N_{1\dot{a}q} = a_1^2 / (\pi r_1^2); \quad (2.86)$$

$$N_{2\dot{a}q} = a_2^2 / (\pi r_2^2), \quad (2.87)$$

где r_1 и r_2 определяются из выражений

$$r_1^2 = \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{L(\rho_2 - L)}{(\rho_1 - L)(\rho_1 + \rho_2 - L)}} \rho_1; \quad (2.88)$$

$$r_2^2 = \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{L(\rho_1 - L)}{(\rho_2 - L)(\rho_1 + \rho_2 - L)}} \rho_2. \quad (2.89)$$

Наименьшее поперечное сечение пучка находится на расстоянии t от зеркала 1, причем t считается положительным в направлении к зеркалу 2 резонатора. Если t отрицательно, то тогда наименьшее поперечное сечение пучка расположено на расстоянии t от зеркала 1 вне резонатора. Имеем

$$t = \frac{L(\rho_2 - L)}{\rho_1 + \rho_2 - 2L}. \quad (2.90)$$

Радиус шейки пучка (определенный как радиус, при котором интенсивность TEM_{00} -моды спадает до e^{-2} максимального значения на оси резонатора) определяется из выражения

$$W_T = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \frac{L(\rho_1 - L)(\rho_2 - L)(\rho_1 + \rho_2 - L)}{\rho_1 + \rho_2 - 2L}}. \quad (2.91)$$

Радиус пучка на зеркалах достигает

$$W_1 = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \frac{L\rho_1(\rho_2 - L)}{L(\rho_1 - L)(\rho_2 - L)(\rho_1 + \rho_2 - L)}}; \quad (2.92)$$

$$W_2 = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \frac{L\rho_2(\rho_1 - L)}{L(\rho_1 - L)(\rho_2 - L)(\rho_1 + \rho_2 - L)}}. \quad (2.93)$$

Угол расходимости пучка в дальней зоне для TEM_{00} -моды равен:

$$\Theta_{0,5} = 0,38\lambda/W_1. \quad (2.94)$$

$$N > 50; \quad 0 < g_1 g_2 < 1.$$

Устойчивый резонатор с двумя различными или также одинаковыми вогнутыми зеркалами, у которого дифракционные потери несущественны (допустимо приближение геометрической оптики).

Для резонансных частот имеем

$$\nu_{mnq} = \frac{c}{2L} \left\{ q + \frac{1}{\pi} (1 + 2m + n) \arccos [V \overline{g_1 g_2} \text{Sign}(g_1)] \right\}^* \quad (2.95)$$

Сформированные моды являются идеальными модами устойчивого резонатора (рис. 2.23, сравните для этого также рис. 2.13). Для места

* $\text{Sign}(g_1)$ обозначает, что знак корня определяется знаком g_1 .

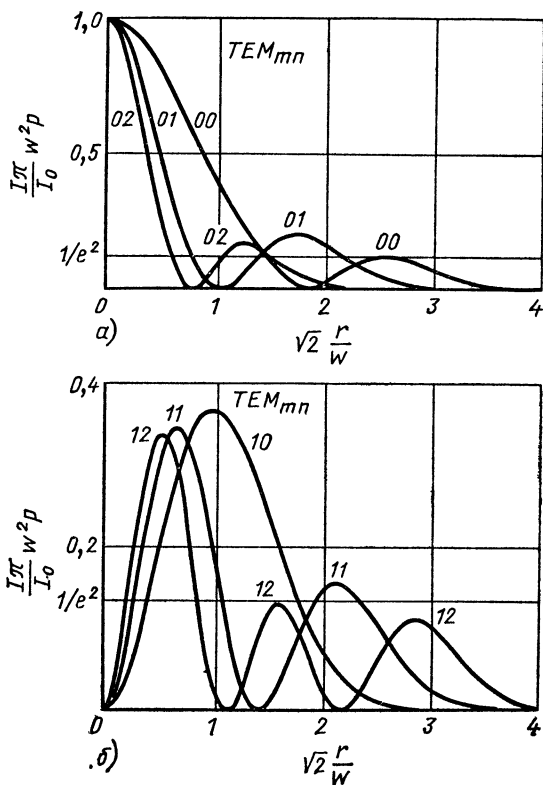


Рис. 2.23. Распределение относительной интенсивности для идеальных мод TEM_{mn} устойчивого резонатора как функция от относительного радиуса с $p(m=0) = (1/2)n!$ и $p(m=1) = (1/2)[(n+1)^2 n! - 2(n+1)(n+1)! + (n+2)!]$:

$a - m=0$; $b - m=1$

расположения шейки пучка, радиуса, а также местоположения пучка на зеркалах, как и для его угла расходимости, действительны соотношения, указанные для резонатора с $N < 50$, $0 < g_1 g_2 < 1$.

2.3.4. НЕУСТОЙЧИВЫЙ РЕЗОНАТОР С КОНФОКАЛЬНОЙ СИСТЕМОЙ ЗЕРКАЛ

Этот тип резонатора (рис. 2.24) имеет по сравнению с устойчивым резонатором преимущество в том случае, если:
 активная среда имеет высокое усиление;
 активная среда является высокооднородной;

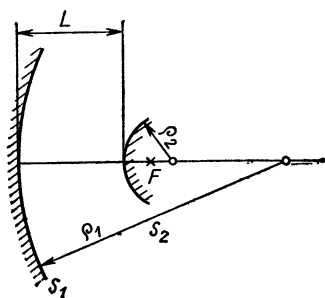


Рис. 2.24. Схема неустойчивого резонатора длиной L (S_1 , S_2 — зеркала; F — фокус)

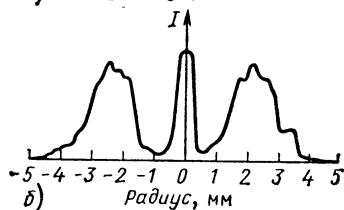
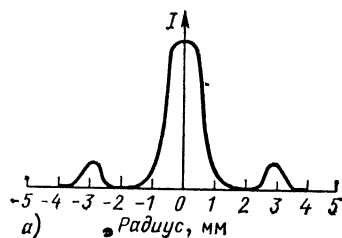
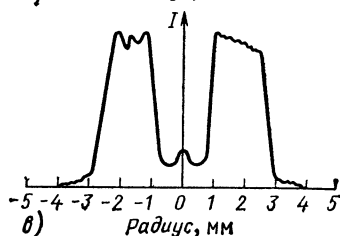


Рис. 2.25. Распределение интенсивности вблизи оптической оси в ближней и дальней зонах:

а — $z=6,2$ м; б — $z=0,5$ м; в — $z=0,15$ м [9]



выведена большая мощность при большом диаметре и малой длине; устойчива только основная мода; отсутствуют пригодные материалы для окон или полупрозрачных зеркал для резонансной длины волны.

Резонатор определяется путем задания длины лазерной активной среды L_L , радиуса активной среды a_{La} и резонансной длины волны λ (значения следует подставлять в метрах).

О расчетах для этого типа резонатора см. [13—15]. В частности, предпосылкой для применения резонатора этого типа является выпол-

нение условия

$$2a_{La} > \sqrt{48\lambda}. \quad (2.96)$$

Для длины резонатора имеем

$$L_L \leq L \leq a_{La}^2/12\lambda, \quad (2.97)$$

при этом для линейного увеличения M получается

$$M = \frac{a_{La}^2}{6\lambda} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{12\lambda}{a_{La}^2}} \right), \quad (2.98)$$

в то время как радиусы кривизны зеркал определяются из выражений

$$\rho_1 = L \frac{2M}{M-1}; \quad \rho_2 = 2L - \rho_1 = -2L. \quad (2.99)$$

Обратите внимание: $\rho_2 < 0$ является выражением конфокальности (при радиусах зеркал $a_1 > a_{La}$ и $a_2 = a_{La}/M$). Тогда для дифракционных и геометрических потерь получаем

$$\kappa_B + \kappa_G = \frac{40}{3} \left[1 - \sqrt{1 - \frac{1}{10} \left(1 - \frac{1}{M} \right)^2} \right] \quad (2.100)$$

и для расходимости пучка (рис. 2.25)

$$\Theta_{0,5} = \lambda / (Ma_2). \quad (2.101)$$

2.3.5. СЕЛЕКЦИЯ МОД В ОПТИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРАХ

2.3.5.1. Селекция продольных мод. Для показанного на рис. 2.26 оптического резонатора с тремя зеркалами характеристики излучения по данным [10] определяются соотношением

$$z^{1+L_1/L_2} - \sqrt{R_2 R_3} z^{L_1/L_2} - \sqrt{R_1 R_2} z + \sqrt{R_1 R_3} (2R_2 - 1) = 0. \quad (2.102)$$

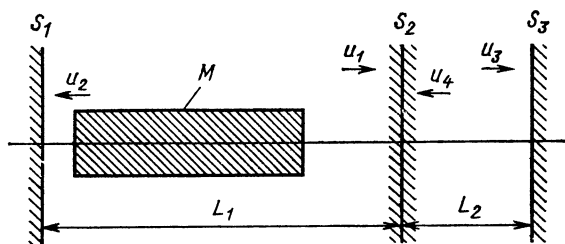


Рис. 2.26. Трехзеркальный резонатор для селекции мод (S_1 — S_3 — зеркала; M — активная среда)

$$z = r_q \exp(i\varphi_q) \quad (2.103)$$

получаем для резонансной частоты

$$\nu_q = c\varphi_q/(4\pi L_2), \quad (2.104)$$

в то время как интенсивность определяется соотношением

$$I_q = r_q. \quad (2.105)$$

При соответствующем выборе коэффициентов отражения зеркал оказываются предпочтительными только определенные резонансные частоты.

Пример. При $L = L_1 + L_2$ и $L_1 = L_2$ для невозмущенных резонансных частот ($R_2 = 0$) имеем

$$\nu_{gq} = \frac{c}{2L} 2q; \quad I_{gq} = (\dot{R}_1 R_3)^{1/4};$$

$$\nu_{uq} = \frac{c}{2L} (2q + 1); \quad I_{uq} = (R_1 \dot{R}_3)^{1/3}, \quad q = 1, 2, 3 \dots$$

(g обозначает четное, u — нечетное кратное от $c/2L$).

Для $R_2 \neq 0$ имеем

$$\begin{aligned} \nu_{gq} &= \frac{c}{2L} 2q, \quad I_{gq} = (\sqrt{R_1} + \sqrt{R_3}) \sqrt{R_2} \left[1 + \right. \\ &\quad \left. + \sqrt{1 + \frac{4\sqrt{R_1 R_3} (1 - 2R_2)}{R_2 (\sqrt{R_1} + \sqrt{R_3})^2}} \right]; \\ \nu_{uq} &= \frac{c}{2L} (2q + 1), \quad I_{uq} = (\sqrt{R_1} + \sqrt{R_3}) \sqrt{R_2} \left[1 - \right. \\ &\quad \left. - \sqrt{1 + \frac{4\sqrt{R_1 R_3} (1 - 2R_2)}{R_2 (\sqrt{R_1} + \sqrt{R_3})^2}} \right]. \end{aligned}$$

Отсюда следует, что для $R_2 = 1/2$ нечетные частоты полностью подавляются.

С возрастанием L_1/L_2 невозмущенные резонансные частоты значительно смещаются, в то время как интенсивности подвергаются определенной модуляции. Однако это приводит не к полному подавлению определенной частоты, разве только интенсивность этой линии так мала, что порог генерации лазера больше не достигается.

Селекция мод повышается с увеличением числа связанных резонаторов. Часто, например, в твердотельном лазере достаточно установить несколько плоскопараллельных стеклянных пластинок, которые действуют в качестве резонаторов (интерферометр Фабри-Перо), что может привести при выбранных определенным образом коэффициентах отражения к высокой селекции мод.

У стеклянной пластинки толщиной d с показателем преломления n для основных частот (максимальное пропускание) справедливо соотно-

шение

$$v_q = cq/(2dn). \quad (2.106)$$

Межмодовый частотный интервал соответственно равен:

$$\Delta\nu \rightarrow c/(2dn). \quad (2.107)$$

Настройка основных частот (до совпадения с резонансной частотой резонатора) достигается незначительным наклоном пластинки относительно оптической оси. Таким образом, возможна селекция определенных частот без сильного изменения свойств первоначального резонатора.

2.3.5.2 Селекция поперечных TEM_{00} -мод. TEM_{00} -мода характеризуется минимальным диаметром пучка, и ее необходимо иметь для многих применений.

Принципиально селекция поперечной моды происходит за счет того, что потери для всех других мод увеличиваются так сильно, что для этих мод не выполняется пороговое условие генерации лазера, и диаметр активной среды выбирается таким образом, что может образоваться только одна мода TEM_{00} .

Увеличения потерь для всех остальных мод можно достигнуть с помощью точечной диафрагмы, установленной на место минимального диаметра пучка для TEM_{00} -моды (рис 2.27), причем положение диа-

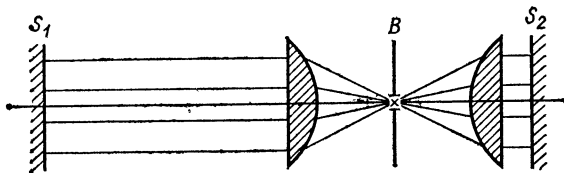


Рис. 2.27. Схема селекции моды TEM_{00} с помощью точечной диафрагмы (B — диафрагма; S_1 , S_2 — зеркала резонатора)

фрагмы и размер отверстия определяются по соотношениям для распространения гауссова пучка.

Селекцию поперечной TEM_{00} -моды с помощью точечной диафрагмы непросто применить для мощного лазера, поскольку диафрагма может разрушиться под действием излучения. Для этого случая рассматривается неустойчивый резонатор.

Другая возможность увеличения потерь состоит в применении резонатора с очень малым числом Френеля (обычно достигается за счет большой длины), благодаря чему дифракционные потери преобладают над всеми другими потерями, что приводит к заметным различиям в потерях TEM_{00} -моды и более высоких мод (см. рис. 2.22).

Пример. Для $N=0,8$ имеем: потери для TEM_{00} -моды составляют 0,5 %; потери для соседней по уровню потерь моды равны 6 %.

Для достижения такого числа Френеля в He-Ne-лазере необходимо иметь длину резонатора $L=2$ м при радиусе трубки 1 мм и длин волны $\lambda=0,63$ мкм.

2.3.6. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА РЕЗОНАТОРОВ

В соответствии с многообразием лазерных активных сред, а также возможностями применения лазеров конструкции резонаторов, включая размеры (длина 1 мм — 200 м, диаметр 50 мкм — 50 см), сильно различаются.

При конструировании резонаторов необходимо принимать во внимание следующие указания.

Длину резонатора для достижения хорошей стабильности частоты следует поддерживать точно постоянной (отклонения $< \lambda/10$). У более длинных резонаторов рекомендуется соединение обоих держателей зеркал из материалов с высокой прочностью и незначительными коэффициентами теплового расширения. Если резонатор размещается в корпусе, то необходимо избегать неравномерных нагревов, поскольку они могут привести к изгибу резонатора.

Держатели зеркал (если торцевые поверхности лазерной активной среды сами не представляют зеркала резонатора) должны иметь точную юстировку, чтобы уверенно получить желаемую модовую структуру. Регулировка должна быть арретируемой и нечувствительной по отношению к вибрациям.

При больших мощностях лазерного излучения зеркала необходимо охлаждать. Следует принимать во внимание тепловые эффекты, которые могут привести к перекашиванию зеркал.

Сильный неравномерный нагрев лазерной активной среды в импульсных твердотельных лазерах может привести к деформациям активного элемента и связанному с этим линзовому воздействию активного элемента. Этот эффект необходимо учитывать при выборе зеркал резонатора.

Резонаторы с большой чувствительностью к юстировке следует устанавливать на массивных столах, демпфированных относительно вибраций здания, и экранировать от воздействия акустических волн.

Необходимо обращать внимание на то, чтобы поперечное сечение активной среды, полностью охватывалось возбуждающейся модой для достижения высокого КПД.

Активные среды цилиндрической формы с гладкой поверхностью, а также лазерные разрядные трубки высокого качества имеют склонность к образованию нежелательных колебаний в продольном и азимутальном направлениях. Эти колебания необходимо подавлять путем соответствующей обработки поверхностей.

Лазерное излучение с преимущественным направлением поляризации получают, полируя торцевые поверхности лазерных кристаллов под углом Брюстера или устанавливая окна разрядных трубок под этим углом.

Поверхности всех элементов в оптическом резонаторе должны отклоняться не больше чем на $\lambda/100$ — $\lambda/10$ от геометрической заданной поверхности (плоскость, сферическая поверхность).

Следует обращать внимание на то, чтобы при оптической связи двух различных резонаторов диаметр пучка, а также кривизна волнового фронта на входе второго резонатора соответствовали собственной моде колебаний этого резонатора.

2.4. ПОРОГОВОЕ УСЛОВИЕ ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРА

Усиление поля за счет испускания вынужденного излучения при полном проходе через резонатор должно быть больше, чем потери его

за проход (обусловленные в основном выводом излучения из резонатора). Только тогда становится возможной генерация лазерного излучения. Для оценки часто применяется пороговое условие в виде (см. разд. 2.1.3)

$$g \geq \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} . \quad (2.108)$$

Когда известно, как это часто бывает, экспериментальное значение коэффициента усиления слабого сигнала, можно определить характеристики резонатора (длину, коэффициенты отражения зеркал).

Пример. $L=0,5$ м; $R_1=0,9$; $R_2=0,9$; $\alpha_i=0$. Требование: $g>0,21$ м⁻¹.

Экспериментальное значение для $\lambda = 0,633$ мкм в He-Ne-лазере $g=0,5$ м⁻¹ с $L=10$ см. Следовательно необходимо, чтобы коэффициенты отражения были равны: $R_1=R_2=0,976$.

С другой стороны, g определяет необходимую инверсию заселенностей, которую следует создать с помощью накачки. Для определения мощности накачки пороговое условие целесообразно иметь в форме, которая позволяет определить необходимую инверсию заселенностей. Условие имеет вид (см. разд. 2.1.3)

$$\sigma_0 = \frac{N_2 - N_1}{V} \geq \frac{8\pi\delta \nu^2 \kappa}{Ac^3} , \quad (2.109)$$

где V — объем активной среды; $\delta\nu$ — ширина линии перехода.

Потери резонатора

$$\kappa \approx (1 - R_1 R_2) c / (2L) . \quad (2.110)$$

Необходимая для генерации инверсия плотности инверсии мала для:

малых потерь κ резонатора;

более низких частот ν ;

малой ширины линии $\delta\nu$;

большой вероятности спонтанного перехода A .

Не считая частоту перехода, свойства определенной активной среды входят в пороговое условие генерации лазера в факторе $A^{-1}\delta\nu$.

Т а б л и ц а 2.1. Некоторые типичные значения вероятностей спонтанных переходов A , ширины линий $\delta\nu$ и необходимой плотности инверсии заселенностей σ_0 для лазеров различного типа

| Тип лазера | Обратная спонтанная вероятность перехода $1/A$, с | Ширина линии $\delta\nu$, 1/с | Плотность инверсии заселенностей σ_0 , 1/см ³ |
|---|--|--------------------------------|---|
| Твердотельный: | | | |
| Al ₂ O ₃ : Cr ³⁺ | $3 \cdot 10^{-3}$ | $2 \cdot 10^{11}$ | $3 \cdot 10^{16}$ |
| CaWO ₄ : Nd ³⁺ | $1,3 \cdot 10^{-4}$ | 10^{12} | 10^{13} |
| Стекло: | | | |
| Nd ³⁺ | $7 \cdot 10^{-4}$ | $2 \cdot 10^{13}$ | 10^{14} |
| CaF ₂ : Dy ²⁺ | $1,6 \cdot 10^{-2}$ | 10^9 | $2 \cdot 10^{13}$ |
| Газовый He-Ne | 10^{-8} | 10^9 | $3 \cdot 10^7$ |
| Полупроводниковый GaAs | 10^{-10} | 10^{13} | 10^{10} |
| На красителе | 10^{-9} | $5 \cdot 10^{13}$ | $4 \cdot 10^{14}$ |

Только для невозмущенных (покоящихся) свободных атомов или молекул вероятность спонтанного излучения A определяет ширину линии $\delta\nu_N$ излучения. $\delta\nu_N$ является естественной шириной линии, а $A^{-1}\delta\nu_N = 1/2\pi$.

Однако часто ширина линии $\delta\nu$ за счет однородного и неоднородного уширений (см. разд. 2.1, 4.1) существенно больше, чем $\delta\nu_N$, и обуславливает, таким образом, относительно высокие необходимые плотности инверсии (табл. 2.1).

Интересно отметить большое различие между $\delta\nu$ и $\delta\nu_N$ в твердых телах, где $\delta\nu$ в 10^8 раз больше, чем $\delta\nu_N$, тогда как для газов $\delta\nu$ имеет по порядку такое же значение, как $\delta\nu_N$. Соответственно этому необходимые плотности инверсии также различаются примерно в 10^8 раз. Для достижения инверсии заселенностей служат различные методы накачки (см. разд. 2.2), причем необходимые пороговые мощности накачки зависят от способа накачки (оптическая накачка, возбуждение электронным ударом), устройства системы накачки (качество отражателя, предварительная ионизация), активной среды (сечение поглощения и поперечное сечение столкновений) и, следовательно, могут сильно различаться для отдельных типов лазеров.

2.5. ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ЛАЗЕРЫ [16—24]

2.5.1. ВВЕДЕНИЕ

Первым реализованным в 1960 г. лазером на кристалле рубина в качестве активной среды был твердотельный лазер, причем лазер этого типа и в настоящее время еще принадлежит к классу важнейших. Этот лазер пригоден, в частности, для получения высокой и очень высокой импульсных мощностей и находит разнообразные практические применения.

Твердотельный лазер содержит в качестве активной среды кристаллы или стекла, которые активируются ионами металлов или ионами редкоземельных элементов. Эти активные ионы поглощают оптическое излучение в широкой спектральной области. В результате релаксацион-

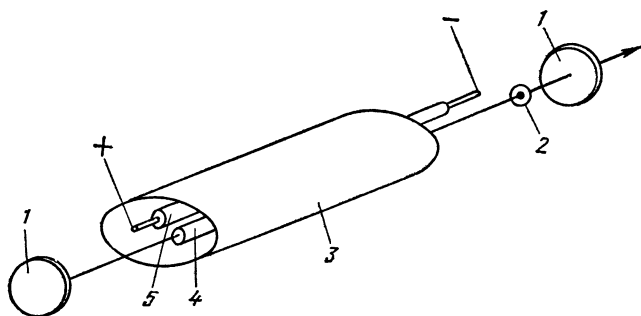


Рис. 2.28. Схематическое изображение конструкции твердотельного лазера:

1 — зеркало; 2 — модовая диафрагма; 3 — отражатель; 4 — лазерный стержень; 5 — лампа накачки

ных процессов или излучательных переходов через различные промежуточные уровни происходит возбуждение относительно долгоживущего (метастабильного) уровня в качестве исходного уровня для испускания вынужденного излучения, т. е. лазерного перехода. Твердотельные лазеры преимущественно излучают в видимой и ИК-спектральной областях.

Возбуждение происходит исключительно с помощью оптической накачки при использовании подходящих источников света в специальном устройстве (для эффективного введения излучения накачки в лазерную среду).

Твердотельные лазеры характеризуются относительно простой компактной конструкцией (рис. 2.28) и высокой импульсной мощностью (при относительно низком качестве излучения).

2.5.2. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

2.5.2.1. Активные среды. Генерацию лазерного излучения в диапазоне длин волн от 0,3 до 3 мкм можно получить при использовании большого числа ионов (табл. 2.2): металлов, переходных элементов, редкоземельных элементов, актиноидов.

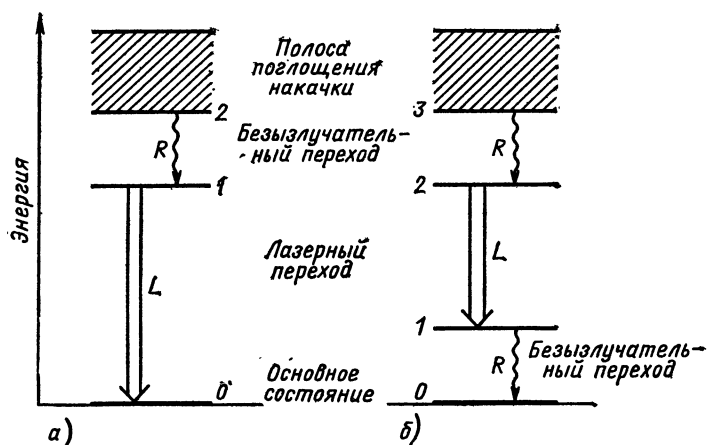


Рис. 2.29. Схема энергетических уровней трехуровневой системы (а) и четырехуровневой системы (б) (L — лазерный переход; R — релаксационные процессы)

Эти ионы имеют широкие полосы поглощения излучения накачки (на уровень 3 на рис. 2.10), после чего происходит переход $3 \rightarrow 2$ на верхний лазерный уровень 2. На упрощенной схеме энергетических уровней все эти ионы можно представить в виде трех- или четырехуровневой системы (рис. 2.29). Лазерный переход имеет место между различными электронными уровнями.

В указанном выше спектральном диапазоне генерация лазерного излучения происходит на многих дискретных линиях с различными

**Т а б л и ц а 2.2. Выбор активных ионов и кристаллических матриц
для твердотельных лазеров (расположенных по длинам волн)**

| Активный ион | Кристалл | Длина волны, мкм | Активный ион | Кристалл | Длина волны, мкм |
|--|--|------------------|--|--|------------------|
| 1. Лазерные вещества, которые генерируют лазерное излучение при низкой и более высокой температуре (300 К) | | | Nd ³⁺ | PbMoO ₄ | 1,0586 |
| | | | Nd ³⁺ | Lu ₃ Ga ₅ O ₁₂ | 1,0594 |
| | | | Nd ³⁺ | Y ₃ Ga ₅ O ₁₂ | 1,0603 |
| | | | Nd ³⁺ | Cd ₃ Ga ₅ O ₁₅ | 1,0606 |
| | | | Nd ³⁺ | Y ₃ Al ₅ O ₁₂ | 1,0610 |
| | | | Nd ³⁺ | LaNbO ₄ | 1,0624 |
| Gd ³⁺ | Y ₃ Al ₅ O ₁₂ | 0,3146 | Nd ³⁺ | YAlO ₃ | 1,0644 |
| Tb ³⁺ | LiYF ₄ ·Gd ³⁺ | 0,5445 | Nd ³⁺ | CeCl ₃ | 1,0647 |
| Eu ³⁺ | Al ₂ O ₃ | 0,6130 | Nd ³⁺ | CaWO ₄ | 1,0652 |
| Pr ³⁺ | PrBr ₃ | 0,6400 | Nd ³⁺ | GdAlO ₃ | 1,0690 |
| Pr ³⁺ | LaCl ₃ | 0,6452 | Nd ³⁺ | Y ₂ SiO ₃ | 1,0715 |
| Cr ³⁺ | Y ₃ Al ₅ O ₁₂ | 0,6874 | Nd ³⁺ | Gd ₂ O ₃ | 1,0741 |
| Cr ³⁺ | Al ₂ O ₃ | 0,6929 | Nd ³⁺ | CaSc ₂ O ₄ | 1,0755 |
| Cr ³⁺ | Al ₂ O ₃ | 0,6943 | Nd ³⁺ | CaAl ₄ O ₇ | 1,0786 |
| Cr ³⁺ | Al ₂ O ₃ | 0,7670 | Nd ³⁺ | LiNbO ₃ | 1,0846 |
| Er ³⁺ | LiYF ₄ | 0,8500 | Nd ³⁺ | CeF ₃ | 1,3170 |
| Er ³⁺ | YAlO ₃ | 0,8510 | Nd ³⁺ | PbMoO ₄ | 1,3340 |
| Er ³⁺ | YAlO ₃ | 1,6630 | Nd ³⁺ | SrMoO ₄ | 1,3440 |
| Er ³⁺ | Y ₃ Al ₅ O ₁₂ | 1,7760 | Nd ³⁺ | CaWO ₄ | 1,3475 |
| Er ³⁺ | CaF ₂ —ErF ₃ —TmF ₃ | 2,6900 | Nd ³⁺ | CaScO ₄ | 1,3565 |
| Er ³⁺ | CaF ₂ —ErF ₃ | 2,7307 | Nd ³⁺ | CaWO ₄ | 1,3885 |
| Er ³⁺ | Y ₃ Al ₅ O ₁₂ | 2,9364 | Nd ³⁺ | Y ₃ Al ₅ O ₁₂ | 1,6320 |
| Nd ³⁺ | Y ₃ Al ₅ O ₁₂ | 0,8910 | Nd ³⁺ | Y ₃ Al ₅ O ₁₂ | 1,8330 |
| Nd ³⁺ | Y ₃ Al ₅ O ₁₂ | 0,8999 | Ho ³⁺ | Li (Y, Er) F ₄ | 2,0654 |
| Nd ³⁺ | YAlO ₃ | 0,9300 | Ho ³⁺ | (Y, Er) AlO ₃ | 2,1230 |
| Nd ³⁺ | Y ₃ Al ₅ O ₁₂ | 0,9385 | Tm ³⁺ | YAlO ₃ | 2,3480 |
| Nd ³⁺ | Y ₃ Al ₅ O ₁₂ | 0,9400 | Tm ³⁺ | YAlO ₃ | 2,3490 |
| Nd ³⁺ | CaF ₂ —SrF ₂ | 1,0369 | U ³⁺ | CaF ₂ | 2,6130 |
| Nd ³⁺ | SrF ₂ | 1,0370 | | | |
| Nd ³⁺ | LaF ₃ | 1,04065 | | | |
| Nd ³⁺ | CeF ₃ | 1,0410 | 2. Лазерные вещества, которые генерируют лазерное излучение только при низких температурах (≤77 К) | | |
| Nd ³⁺ | CaF ₂ | 1,0461 | | | |
| Nd ³⁺ | LiYF ₄ | 1,0471 | | | |
| Nd ³⁺ | SrAl ₁₂ O ₁₉ | 1,0491 | V ²⁺ | MgF ₂ | 1,1217 |
| Nd ³⁺ | SrY ₅ F ₁₉ | 1,0493 | Ni ²⁺ | MnF ₂ | 1,9150 |
| Nd ³⁺ | Ca ₂ Y ₅ F ₁₉ | 1,0498 | Co ²⁺ | MgF ₂ | 2,0500 |
| Nd ³⁺ | NdP ₅ O ₁₄ | 1,0510 | Co ²⁺ | ZnF ₂ | 2,1650 |
| Nd ³⁺ | Y ₃ Al ₅ O ₁₂ | 1,0521 | Dy ³⁺ | CaF ₂ | 2,3587 |
| Nd ³⁺ | SrAl ₄ O ₇ | 1,0576 | Dy ³⁺ | Ba | 3,0220 |
| Nd ³⁺ | CaWO ₄ | 1,0582 | | (Y _{1,26} Er _{0,7})F ₈ | |
| Nd ³⁺ | Ca ₃ O ₁₂ | 1,0583 | | | |

длинами волн. Такое излучение лазера определяется, в частности, активным ионом и видом перехода (у большинства ионов возможны различные переходы); кристаллической основой (матрицей) (обусловленной различными полями в кристалле).

2.5.2.2. Накачка твердотельных лазеров. Накачка твердотельных лазеров происходит непосредственно с помощью излучения. Инверсия заселенностей создается, вообще говоря, при слабозаселенном нижнем лазерном уровне (исключение — рубиновый лазер) благодаря достаточному возбуждению верхнего уровня, при этом в качестве лазерных переходов преимущественно рассматриваются такие переходы, которые имеют в спектрах флуоресценции максимальную интенсивность излучения.

К важнейшим переходам относятся:

основные переходы [переход между компонентами мультиплетной пары (например, ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ в Nd^{3+}), в общем случае с самого нижнего метастабильного уровня, как это имеет место в ионах Nd^{3+} , Pr^{3+} , Eu^{3+} , Gd^{3+} , Tb^{3+} , Dy^{3+} , Ho^{3+} , Er^{3+} , Tm^{3+} , Yb^{3+} , Dy^{2+} , Tm^{2+} , U^{3+}] (рис. 2.30);

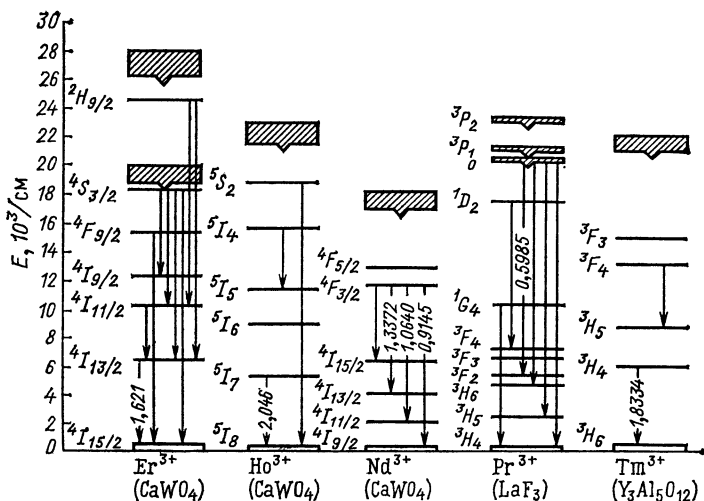


Рис. 2.30. Схемы энергетических уровней некоторых трехвалентных активных ионов в различных кристаллических основах

каскадные переходы [переход между несколькими метастабильными уровнями в пределах одного иона (${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ в Er^{3+} , рис. 2.31, а), различных ионов (${}^4I_{13/2}$ в $\text{Er}^{3+} \rightarrow {}^5I_7$ в Ho^{3+} , рис. 2.31, б); таким образом, генерация лазера возможна на длинах волн с повышенной эффективностью, кроме того, каскадные переходы имеют место в Tm^{3+} , Pr^{3+} , Na^{3+} , Eu^{3+} (основной кристалл YAlO_3)];

электрон-фононные переходы, когда наряду с изменением электронного состояния происходит возбуждение колебаний решетки (табл. 2.3); поскольку эти переходы зависят от температуры, то лазер, работающий

на переходах этого типа, можно перестраивать в определенных границах путем изменения температуры.

Пример. CaF_2 : Sm^{2+} -лазер. Длина волны $\lambda=0,71$ мкм при температуре 75 К, $\lambda=0,74$ мкм при температуре 250 К. Особо следует выделить

Таблица 2.3. Основные твердотельные лазеры на электронно-колебательных переходах

| Ион | Кристалл | Длина волны лазерного излучения, мкм | Температура, К | Пороговая мощность, мВт | Источник накачки |
|--------------------------|--|--------------------------------------|----------------|-------------------------|-------------------------------|
| Непрерывный режим | | | | | |
| V^{3+} | MgF_2 | 1,1 | 80 | — | — |
| Ni^{2+} | MgF_2 | 1,316—1,409 | 80 | — | — |
| Co^{2+} | MgF_2 | 1,61—1,74 | 80 | 70 | ИАГ*; 1,33 мкм |
| | MgF_2 | 1,63—2,08 | 80 | 60 | ИАГ; 1,33 мкм |
| | KZnF_3 | 1,65—2,11 | 80 | 30 | Аргон; 0,514 мкм |
| | KMgF_3 | 1,67—1,8 | 80 | — | Аргон; 0,514 мкм |
| Импульсный режим | | | | | |
| Ni^{2+} | MgF_2 | 1,61—1,74 | 80 | — | $\text{Nd} : \text{YAlO}_3$; |
| Co^{2+} | | 1,785—1,797 | 198—240 | 570—1650 | 1,34 мкм |
| | MgF_2 | 1,6—2,3 | 80 | $4,5 \cdot 10^{-3}$ | $\text{Nd} : \text{YAlO}_3$; |
| | ZnF_2 | 2,165 | 80 | 430 | 1,34 мкм |
| Cr^{3+} | BeAl_2O_4
(александрит) | 0,701—0,818 | 370 | 10 | Хе-лампа |
| V^{2+} | GdSeGa -гранат | 0,79 | 300 | $2 \cdot 10^{-3}$ | Краситель; 0,59 мкм |
| | MgF_2 | 1,1213 | 80 | 0,70 | — |

* ИАГ — иттрий-алюминиевый гранат.

лазер на александрите ($\text{BeAl}_2\text{O}_4 : \text{Cr}^{3+}$): при комнатной температуре получают энергию более 5 Дж.

Эффективность возбуждения верхнего лазерного уровня существенно можно повысить за счет введения сенсibilизирующих ионов: Er^{3+} , Nd^{3+} , Tm^{3+} , Yb^{3+} , Cr^{3+} , Mn^{2+} (центры окраски). Эти центры окраски поглощают излучение накачки и переносят эту энергию путем столкновений второго рода или также через колебания решетки кристаллической основы к активным ионам (рис. 2.32).

Активные элементы (кристаллическая основа + активные ионы) изготавливаются в виде стержней (табл. 2.4) с отполированными торцевыми поверхностями, с нанесенными зеркальными покрытиями и также с обработанной поверхностью для эффективного введения излучения накачки.

Излучение накачки создается в импульсном или непрерывном режиме с помощью ламп различных форм и наполнения газом, а также

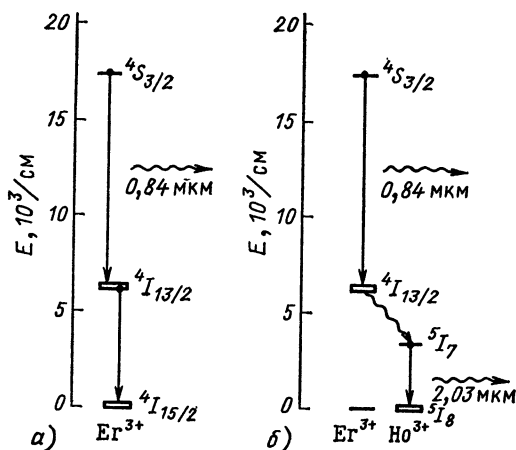


Рис. 2.31. Прямой каскадный переход в Er^{3+} (а) и каскадный переход с безызлучательной передачей энергии (б)

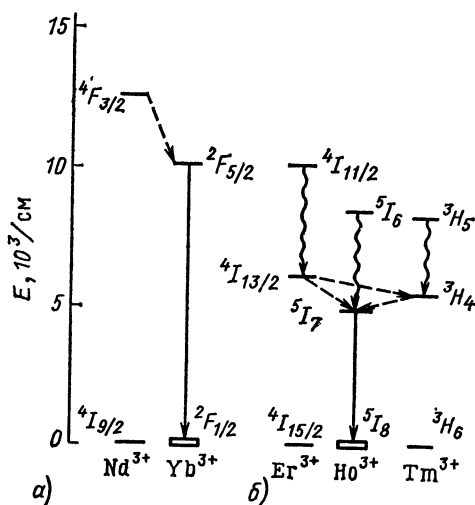


Рис. 2.32. Схема энергетических уровней сенсibilизированных лазерных переходов (— — — — переход от сенсibilизирующего иона) для системы $\text{Nd}^{3+} \rightarrow \text{Yb}^{3+}$ (а), а также $\text{Er}^{3+}, \text{Tm}^{3+} \rightarrow \text{Ho}^{3+}$ (б)

с помощью лазера. Накачка с помощью лазеров особенно эффективна.

При выборе источников излучения для оптической накачки к ним предъявляется требование, чтобы основная часть эмитированного эти-

Т а б л и ц а 2.4. Размеры коммерческих лазерных стержней

| Материал | Длина, мм | | Диаметр, мм | |
|-----------|--------------|----------|--------------|----------|
| | максимальная | типичная | максимальный | типичный |
| Рубин | 300 | 100 | 25 | 10 |
| Nd-стекло | 1000 | 300 | 75 | 14 |
| Nd-ИАГ | 150 | 75 | 10 | 5 |

ми источниками излучения находилась в спектральной области, в которой лежат полосы поглощения лазерной активной среды. В качестве источников накачки для твердотельных лазеров применяются (табл. 2,5, рис. 2.33):

| | |
|---------------------------------|-------------------------------------|
| ксеноновые лампы | } воздушное или водяное охлаждение; |
| криптоновые лампы | |
| ртутные лампы высокого давления | |
| галогенные лампы | |

— без охлаждения, мало применяются.

С увеличением энергии в разряде происходит сдвиг максимума излучения в сторону более коротких длин волн.

Т а б л и ц а 2.5. Технические параметры ламп накачек

| Тип лампы | Размеры, мм | | Максимальная мощность, кВт | Примечания |
|---------------------------|--------------------|------------|----------------------------|---|
| | Внутренний диаметр | Длина дуги | | |
| Ксеноновые лампы-вспышки | 1—19 | 25,4—1220 | 0,024—15,4 | Длительность импульса 1 мкс — 10 мс |
| Криптоновые дуговые лампы | 4—7 | 50—70 | 2—5 | Непрерывный режим |
| Ртутные лампы | 0,25 | 0,25 | 0,1 | } Непрерывный режим |
| | 1 | 50 | 3,5 | |
| | 2 | 50 | 2 | |
| | 2 | 12,5 | 1 | |
| | 2,5 | 14,5 | 1,5 | |
| Галогенные лампы | 15 | 130 | 1 | Длительность импульса 3 мс
Непрерывный режим |

Используемые для накачки импульсные лампы имеют стержневую форму (длина 10—50 см, диаметр 5—20 мм, рис. 2.34) или также спиральную форму, что в значительной степени определяет конструкцию излучателя.

Некоторые типичные параметры для коммерческих импульсных ламп приведены в табл. 2.5. В импульсных разрядах (импульсные лампы) эксплуатация ламп осуществляется для повышения срока службы в режиме «дежурного» разряда, см. разд. 2.8, табл. 2.6.

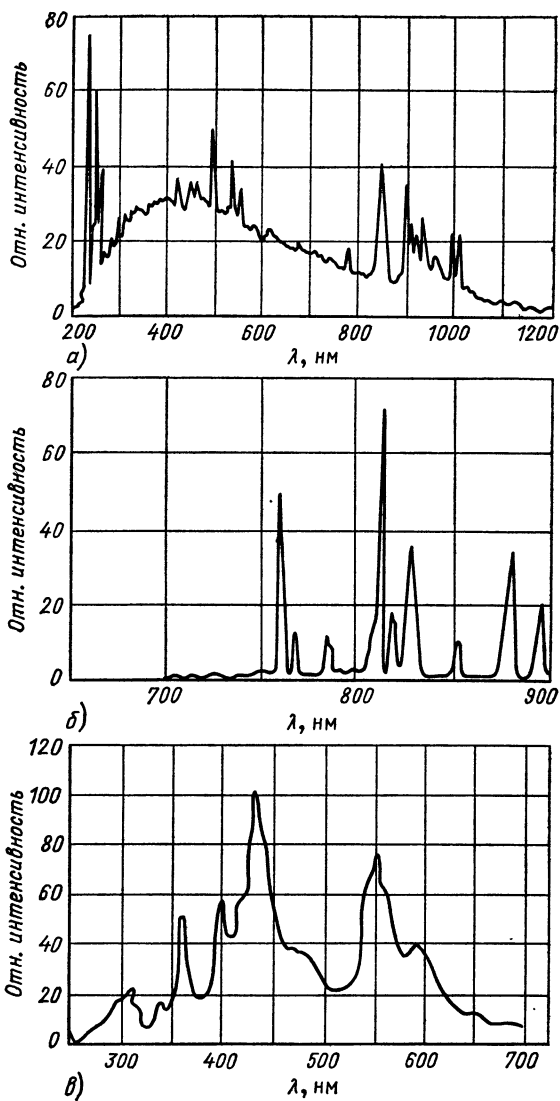


Рис. 2.33. Спектральное распределение интенсивности для ксеноновой (а), криптоновой (б) и ртутной (в) ламп

Таблица 2.6. Основные технические характеристики коммерческих импульсных ламп накачек

| Тип ламп | Максимальная энергия в импульсе, Дж | Рабочее напряжение, кВ | Напряжение зажигания, кВ | Расстояние между электродами \times диаметр, мм \times мм | Охлаждение |
|-----------|-------------------------------------|------------------------|--------------------------|---|--------------|
| ИФП 800 | 800 | 1,6 | 0,7 | 80 \times 7 | Вода |
| ИФП 2000 | 2000 | 1,5 | 0,6 | 130 \times 11 | Воздух |
| ИФП 20000 | 20 000 | 4,65 | 2,0 | 580 \times 16 | » |
| VQX 65 | 260 | 1,5 | 0,4 | 50 \times 6 | Воздух, вода |
| VQX 1310 | 1340 | 3,0 | 0,6 | 100 \times 13 | То же |

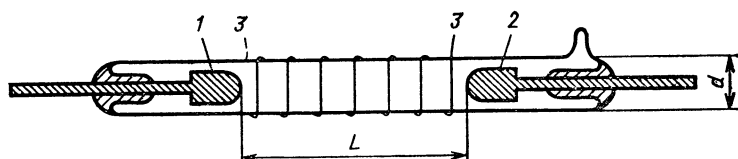


Рис. 2.34. Стержнеобразная лампа накачки:

1, 2 — электроды; 3 — поджигающий электрод; d — диаметр; L — расстояние между электродами

Для того чтобы передать по возможности большую часть мощности накачки в активную среду (лазерный стержень), в качестве системы накачки используются:

1) спиральная лампа, окруженная отражателем, на оси которого находится лазерный стержень.

Преимущество: простая конструкция при равномерном освещении.

Недостаток: необходимы высокие мощности накачки, поскольку свет равномерно распределяется в пространстве отражателя и не концентрируется на лазерном стержне.

С такой системой накачки работали первые твердотельные лазеры; в настоящее время такие системы накачки применяются редко (рис. 2.35);

2) стержневая лампа на фокальной линии эллиптического отражающего цилиндра, на другой фокальной линии которого находится лазерный стержень; на эллиптический цилиндр наносится зеркальное покрытие. Потери при отражении незначительны, если нанести полированное покрытие из Ag или Al (рис. 2.36); две или несколько стержневых ламп, установленных в фокальных линиях двух или нескольких эллиптических отражателей с общей фокальной линией, на которой находится лазерный стержень (рис. 2.37).

Преимущество: достигаются высокие мощности накачки и тем самым большие интенсивности излучения.

Недостаток: усложненная конструкция при одновременном уменьшении КПД η . Для устройства с Z_R эллиптическими отражателями при диаметре лазерного стержня d_{ls} , меньшем, чем диаметр лампы d_L ,

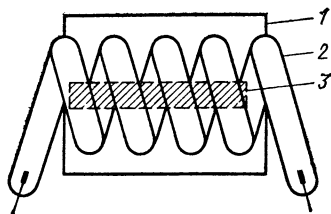


Рис. 2.35. Система накачки со спиральной лампой-вспышкой:

1 — отражатель; 2 — лампа-вспышка; 3 — лазерный кристалл

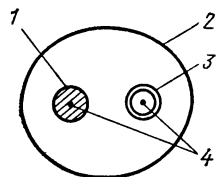


Рис. 2.36. Система накачки с линейной лампой накачки и эллиптическим отражателем:

1 — лазерный кристалл; 2 — поверхность отражателя с зеркальным покрытием; 3 — источник света; 4 — фокусы эллипса

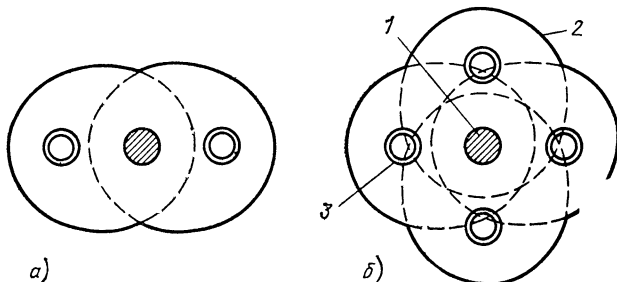


Рис. 2.37. Система накачки с двумя (а) или четырьмя (б) линейными лампами с двумя или четырьмя эллиптическими отражателями:

1 — кристалл; 2 — отражатель; 3 — лампа

имеем

$$\eta \equiv \frac{\text{световая мощность в лазерном стержне}}{\text{световая мощность всех ламп}} = \frac{d_{LS}}{Z_R d_L} \quad (2.111)$$

Высокая эффективность накачки достигается в том случае, если диаметр эллипса (средний) много меньше, чем длина отражателя, при этом одновременно малы диаметры лазерного стержня и лампы.

Источники потерь излучения накачки следующие:

потери при отражении на поверхности отражателя (нанесение зеркальных покрытий);

затенение лампы, в особенности если эта лампа окружена охлаждающей рубашкой;

излучение через отверстия в крышке для ламп и лазерного стержня; поглощение излучения в наружных областях активного элемента, особенно у лазерных стержней с большим диаметром (рис. 2.38),

2.5.3. РУБИНОВЫЙ ЛАЗЕР

Этот лазер преимущественно работает в импульсном режиме и генерирует излучение на длине волны $\lambda=0,6943$ мкм. Из-за возможности получения больших импульсных мощностей, а также наличия рубиновых кристаллов высокого оптического качества рубиновый лазер — и в настоящее время один из наиболее известных твердотельных лазеров. Рубиновый кристалл (табл. 2.7) состоит из молекул оксида алюминия (Al_2O_3), в его решетке вместо некоторых ионов Al внедрены ионы хрома (Cr^{3+}).

Т а б л и ц а 2.7. Технические и оптические параметры рубиновых кристаллов

| Параметр | Значение | |
|---|----------------------------|-----------------------|
| Содержание Cr^{3+} , % | 0,05 | |
| Плотность, г/см ³ | 3,98 | |
| Температура плавления, К | 2311 | |
| Удельная теплоемкость при 20 °С, Дж/(кг·К) | 757 | |
| Коэффициент теплопроводности при 20 °С, Вт/(м·К) | 38,5 | |
| Коэффициент теплового расширения, 1/К: | | |
| параллельно оптической оси | $6,7 \cdot 10^{-6}$ | |
| перпендикулярно оптической оси | $5,0 \cdot 10^{-6}$ | |
| Твердость по Моосу | 9 | |
| Режим работы | Импульсный Непрерывный | |
| Лазерный переход | $\bar{E} \rightarrow 4A_2$ | $2A \rightarrow 4A_2$ |
| Длина волны лазерного излучения, мкм | 0,6943 | 0,6929 |
| Сечение вынужденного рассеяния, см ² | $2,5 \cdot 10^{-20}$ | |
| Потери на рассеяние, 1/см | 0,001 | |
| Основные полосы поглощения, мкм, при показателе преломления | 0,404 | 0,554 |
| перпендикулярно оптической оси | 1,763 | |
| параллельно оптической оси | 1,753 | |
| Угол Брюстера | $60^\circ 37'$ | |

Вынужденное излучение происходит при переходах в электронной оболочке 3d ионов Cr^{3+} , причем реальная система уровней существенно отличается от системы энергетических уровней свободного иона из-за влияния поля решетки кристалла (рис. 2.40). Под действием оптической накачки электроны из основного состояния 1 (уровень $4A_2$) переходят в полосу поглощения 3 ($4F_2$), из которой энергия за счет быстрой безызлучательной релаксации (время релаксации примерно 10^{-7} с) переносится на метастабильный уровень 2 ($2E$, время жизни 2—4 мс), являющийся верхним лазерным уровнем. Лазерный переход $2 \rightarrow 1$.

Как верхний, так и нижний лазерные уровни в действительности представляют собой два близко расположенных уровня, которые при комнатной температуре почти одинаково заселены (несколько больше

заселен нижний уровень E). Однако этого достаточно для того, чтобы лазер излучал линию R_1 на длине волны $\lambda=0,694$ мкм.

Особенности рубинового лазера: нижний лазерный уровень соответствует основному состоянию и тем самым сильно заселен.

Для создания инверсии заселенностей необходимо возбудить по меньшей мере половину ионов Cr^{3+} , для этого необходимы высокие

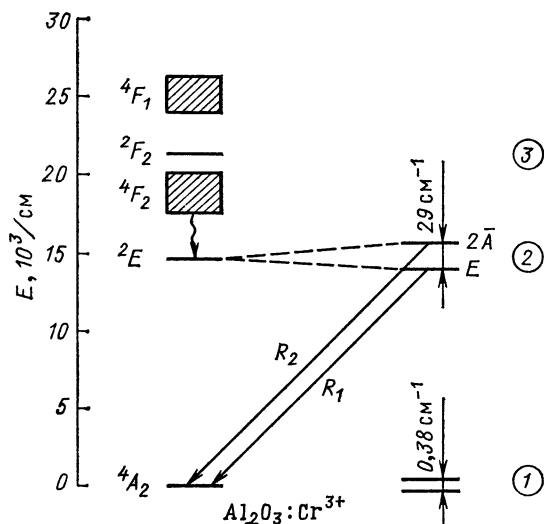


Рис. 2.40. Схема энергетических уровней для Cr^{3+} в Al_2O_3 (рубиновый лазер)

мощности накачки, причем применимы источники света накачки, спектр которых в значительной степени должен совпадать со спектром поглощения ионов Cr^{3+} (рис. 2.41).

Пороговая энергия в импульсном режиме достигает 45 Дж.

Излучение накачки создается мощными стержневыми ксеноновыми лампами с несколькими эллиптическими отражателями или спиральными лампами. При энергии накачки $200-10^4$ Дж мощность лазерного излучения достигает 10—500 кВт при длительности импульсов 0,1—1 мс и до 100 Вт при непрерывном режиме работы, КПД составляет меньше 1 %.

Рубиновые кристаллы имеют стержневую форму диаметром 0,3—2 см и длину до 30 см (табл. 2.7). Рубиновые кристаллы оптически хорошего качества относительно легко изготавливать, они имеют большую механическую прочность и высокую теплопроводность, что облегчает охлаждение кристалла.

Кристаллы рубина преимущественно выращивают пламенным методом Вернейля, при котором в специальной водородно-кислородной печи располагают порошкообразные Al_2O_3 и Cr_2O_3 при температуре свыше 2000 К, реже используют метод Чохральского (вытягивание кристаллического стержня из расплава, содержащегося в тигле).

После изготовления поверхности лазерного кристалла шлифуются и полируются. Торцевые поверхности лазерного стержня, из которых выходит свет, могут отклоняться от плоскости не более $\lambda/10$, и если эти поверхности используются в качестве зеркал резонатора, то они должны стоять перпендикулярно оси резонатора с точностью до угловых секунд

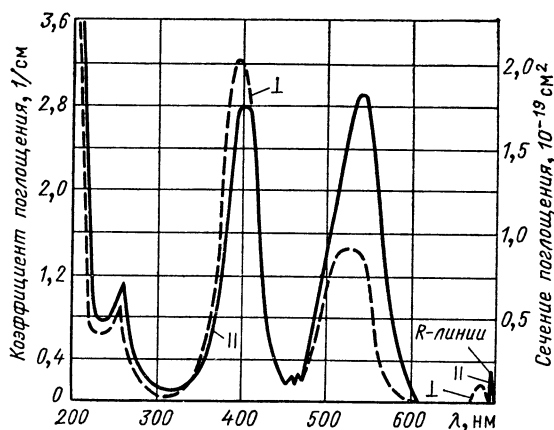


Рис. 2.41. Спектр поглощения ионов Cr^{3+} в Al_2O_3

и иметь высокий коэффициент отражения. Часто лазерные стержни снабжены сапфировыми наконечниками для крепления вне объема, занимаемого отражателем.

Излучение рубинового лазера характеризуется большой мощностью при невысоком качестве излучения (неоднородное распределение по поперечному сечению, пиковый характер излучения) (табл. 2.8 и 2.9).

Таблица 2.8. Физико-технические параметры рубиновых лазеров

| Параметр | Значение |
|---|---------------|
| Пороговая энергия, импульсный режим, Дж | 10^3 |
| Выходная энергия, Дж | 0,1—1,5 |
| Мощность в импульсе, кВт | 10—40 |
| Ширина линии, нм | 10^{-2} |
| Расходимость луча, мрад | 1—20 |
| Пороговая мощность, непрерывный режим, Вт | 840 |
| Выходная мощность, Вт | Несколько 100 |
| Ширина линии, нм | 10^{-2} |
| Расходимость луча, мрад | 1 |
| КПД, % | 1 |

Т а б л и ц а 2.9. Физико-технические характеристики промышленных импульсных рубиновых лазеров ($\lambda=0,6943$ мкм)

| Тип | Энергия импульса, Дж | Длительность импульса, мс | Частота повторения импульсов, с ⁻¹ |
|----------------|----------------------|---------------------------|---|
| ГОР-300 (СССР) | 300 | 6 | 180 |
| ГОР-100 (СССР) | 100 | 1 | 180 |
| Holobeam (США) | 10 | 1 | 6 |

2.5.4. НЕОДИМОВЫЙ СТЕКЛЯННЫЙ ЛАЗЕР

Этот лазер является твердотельным лазером, излучающим в ближнем ИК-диапазоне ($\lambda=1,06$ мкм), который применяется, например, для лазерного управляемого термоядерного синтеза (см. разд. 3.6) или — при меньших мощностях — в качестве лазера накачки.

В качестве активных ионов в стекло, используемое в качестве матрицы, вводятся ионы Nd^{3+} с массовым содержанием 0,5—8 % (табл. 2.10). Спектр флуоресценции имеет три широкие линии с метастабильного уровня (время жизни 160 мкс) ${}^4F_{3/2}$ на уровни ${}^4I_{9/2}$ ($\lambda=0,92$ мкм), ${}^4I_{11/2}$ ($\lambda=1,06$ мкм) и ${}^4I_{13/2}$ ($\lambda=1,37$ мкм) (рис. 2.42).

Наиболее интенсивный переход с длиной волны 1,06 мкм обычно используется в качестве лазерного перехода.

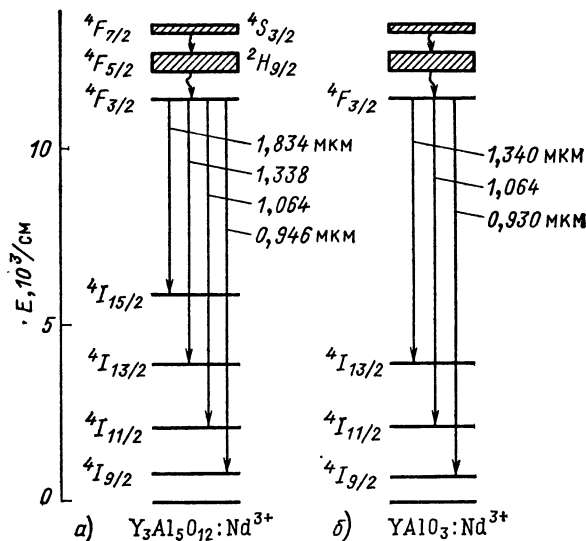


Рис. 2.42. Схема энергетических уровней ионов Nd^{3+} в $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (а) и YAlO_3 (б) при температуре $T=300$ К

Т а б л и ц а 2.10. Оптические параметры стекла с неодимом

| Параметр | Стекло | |
|--|----------------------------------|----------------------|
| | силикатное | фосфатное |
| Режим работы | Импульсный | Импульсный |
| Лазерный переход | $4F_{3/2} \rightarrow 4F_{11/2}$ | |
| Длина волны лазерного излучения, мкм | 1,0624 | 1,0560 |
| Сечение вынужденного излучения, см ² | $2 \cdot 10^{-20}$ | $3,9 \cdot 10^{-20}$ |
| Потери на рассеяние, 1/см | 0,001 | 0,001 |
| Основные полосы поглощения, мкм при показателе преломления | 0,81 | 0,75 |
| Угол Брюстера | 1,546 | 1,531 |
| | 57° 6' | 56° 50' |

Спектр поглощения имеет выраженные максимумы в области длин волн от $\lambda=0,5$ до $\lambda=0,9$ мкм (рис. 2.43).

С помощью оптической накачки происходит возбуждение уровня 4, с которого энергия переносится на (метастабильный) верхний лазерный уровень 3 ($4F_{3/2}$) в результате быстрой релаксации.

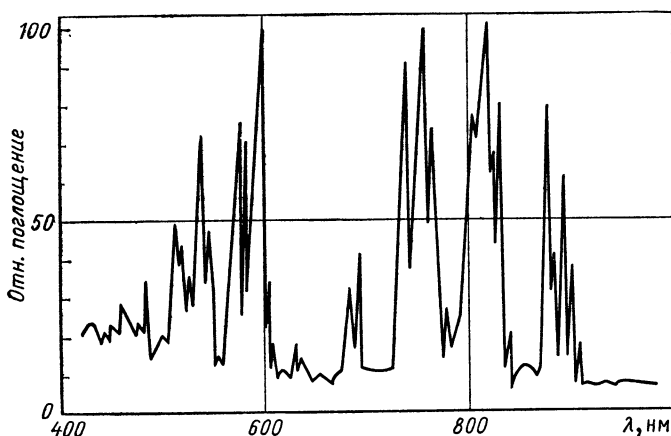


Рис. 2.43. Спектр поглощения ионов Nd^{3+}

Преимущественный лазерный переход: $3 \rightarrow 2$ ($4F_{3/2} \rightarrow 4I_{11/2}$). Нижний лазерный уровень опустошается в результате быстрой релаксации (время релаксации 10^{-7} с) $2 \rightarrow 1$.

Nd^{3+} -лазер работает по четырехуровневой схеме. Поскольку нижний лазерный уровень почти не заселен, то этот тип лазеров обладает относительно низкой пороговой мощностью (200 Вт), в результате чего нетрудно осуществить непрерывный режим работы (уже в 1962 г. была реализована выходная мощность в несколько милливатт).

Для оптической накачки преимущественно применяются стержне-

вые импульсные лампы с эллиптическим отражателем. В качестве материала матрицы для ионов Nd^{3+} применяются силикатное, фосфатное и бариевое стекла (табл. 2.10 и 2.11). Преимущества стекла заключаются в простоте изготовления активных элементов с большими размерами и хорошем оптическом качестве.

Т а б л и ц а 2.11. Оптические и лазерные параметры стекол, легированных ионами Nd^{3+} [2.17]

| Параметр | Стекло | | | |
|--|------------|-----------|---------------|-----------------|
| | силикатное | фосфатное | фторфосфатное | фторбериллатное |
| Показатель преломления | 0,57 | 1,54 | 1,49 | 1,35 |
| Максимум флуоресценции (нм) | 1062 | 1054 | 1054 | 1047 |
| при ширине спектра флуоресценции, нм | 34 | 24 | 31 | 24 |
| Относительное поглощение накачки (отнесенное к силикатному стеклу) | 1,0 | 0,94 | 0,88 | 0,77 |
| Относительный коэффициент усиления (отнесенный к силикатному стеклу) | 1,0 | 1,4 | 0,8 | 0,9 |

Недостатки связаны с низким коэффициентом теплопроводности (для непрерывного режима работы необходимы специальные стекла), сильным уширением линии флуоресценции и линии поглощения (частично неоднородным); неблагоприятным отношением неоднородной ширины ($\Delta\lambda_{\text{inh}} \approx 10$ нм) к однородной ширине линии флуоресценции ($\Delta\lambda_{\text{hom}} \approx 2$ нм) в силикатном стекле.

Часто стекла активируют церием, чтобы повысить фотохимическую стойкость по отношению к УФ-части излучения накачки.

Для повышения эффективности накачки часто добавляют сенсibiliзирующие ионы.

Размеры активных элементов: диаметр 5—50 мм, длина до 1 м. С энергиями накачки $10\text{—}10^3$ Дж получают лазерные мощности $10^5\text{—}10^8$ Вт в импульсном режиме.

КПД не превышает 1 % (табл. 2.12).

Т а б л и ц а 2.12. Технические параметры промышленных импульсных неодимовых лазеров ($\lambda = 1,06$ мкм)

| Тип | Энергия импульса, Дж | Длительность импульса, мкс | Частота повторения импульсов, с^{-1} |
|---------------------------|----------------------|----------------------------|---|
| ГОС-301 (СССР) | 300 | 800 | 300 |
| Фирмы Apollo Lasers (США) | 30 | 400 | 15 |

Наряду с переходом ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{11/2}$ возможна генерация лазера на ряде других переходов при значительно более высокой мощности накачки.

| Переход | Длина волны,
мкм | Пороговая
энергия, Дж |
|--------------------------------------|---------------------|--------------------------|
| $4F_{3/2} \longrightarrow 4I_{9/2}$ | 0,92 | 700 |
| $4F_{3/2} \longrightarrow 4I_{11/2}$ | 1,06 | 40 |
| $4F_{3/2} \longrightarrow 4I_{13/2}$ | 1,37 | 460 |

2.5.5. Nd-ИАГ-ЛАЗЕРЫ

В настоящее время лазер этого типа является важнейшим твердотельным лазером. Он характеризуется тем, что при относительно простой конструкции достигаются высокие мощности в импульсном режиме при высокой частоте следования импульсов лазерного излучения (до 10 кГц) или даже в непрерывном режиме. Физический принцип получения инверсии заселенностей в этом лазере точно совпадает — при том же активном ионе Nd^{3+} — с принципом создания инверсии заселенностей в лазере на стекле с неодимом (см. разд. 2.5.4). У Nd^{3+} -ИАГ-лазера появляется лишь один дополнительный лазерный переход на длине волны 1,834 мкм (см. рис. 2.42). Основное отличие заключается в использовании кристаллической матрицы. В неодимовом ИАГ-лазере речь идет об иттриево-алюминиевом гранате ($Y_3Al_5O_{12}$). Активирование ионами Nd^{3+} достигает 0,5—3,5 % (табл. 2.13).

Т а б л и ц а 2.13. Технические и оптические свойства кристаллов ИАГ и $YAlO_3$

| Параметр | $Y_3Al_5O_{12}$ (ИАГ) | $YAlO_3$ |
|--|-----------------------|---------------------|
| Содержание Nd^{3+} , % | 0,5—3,5 | 0,5—3,5 |
| Плотность, г/см ³ | 4,55 | 5,35 |
| Температура плавления, К | 2200 | 2120 |
| Удельная теплоемкость, Дж/(кг·К) | 600—643 | 418 |
| Коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К) | 11—40 | 11 |
| Коэффициент теплового расширения, 1/К | $6,96 \cdot 10^{-6}$ | $3,3 \cdot 10^{-6}$ |
| Твердость по Моосу | 8,5 | 8,5 |
| Показатель преломления dn/dT , 1/К | 1,816 | 1,93—1,954 |
| | $9,86 \cdot 10^{-6}$ | $9,7 \cdot 10^{-6}$ |
| Область пропускания, мкм | 0,24—6 | 0,22—6,5 |

Преимущества иттриево-алюминиевого граната по сравнению со стеклом:

высокая механическая прочность и твердость;

хорошая теплопроводность;

отсутствует необходимость в компенсации заряда (поскольку ион Y^{3+} заменяется ионом Nd^{3+}).

Вследствие измененного внутреннего поля кристалла к этому добавляется большее время жизни метастабильного (верхнего) лазерного уровня, а также большее сечение поглощения на длине волны $\lambda =$

$=0,75 \div 0,88$ мкм (табл. 2.14). Кристаллы иттриево-алюминиевого граната применяются в виде стержней диаметром 0,3—0,8 и длиной 3—10 см. Возбуждение среды происходит с помощью оптической накачки в следующих режимах:

Таблица 2.14. Оптические параметры иттрий-алюминиевого граната с примесью Nd^{3+}

| Параметр | Значение | | |
|--|----------------------------------|-------------|--|
| Режим работы | Импульсный | Непрерывный | |
| Лазерный переход | $4F_{3/2} \rightarrow 4I_{11/2}$ | | |
| Длина волны лазерного излучения, мкм | 1,0641 | | |
| Сечение вынужденного рассеяния, $см^2$ | $8,8 \cdot 10^{-19}$ | | |
| Потери на рассеяние, 1/см | 0,002 | | |
| Основные полосы поглощения, мкм | 0,81 | 0,75 | |
| при показателе преломления | 1,82 | | |
| Угол Брюстера | $61^\circ 13'$ | | |

в импульсном режиме — ксеноновыми импульсными лампами, часто в простом устройстве с цилиндрическим отражателем;

в непрерывном режиме — галогенными лампами и преимущественно для высоких мощностей — криптоновыми дуговыми лампами в устройствах с одним или двумя эллиптическими отражателями.

Для охлаждения лампы находящаяся в цилиндрической рубашке, через которую прокачивается вода (5 л/мин). Добавка к охлаждающей воде 0,5—1 % $K_2Cr_2O_7$ поглощает ультрафиолетовую область спектра излучения накачки и предотвращает, следовательно, окрашивание иттриево-алюминиевого граната; сама вода поглощает большую часть инфракрасного излучения накачки и предотвращает, таким образом, нагревание лазерного стержня.

Пороговая энергия, как и у неодимового лазера на стекле, составляет менее 5 Дж. Максимальная мощность лазерного излучения в импульсном режиме достигает примерно 10^6 Вт, в непрерывном режиме — около 500 Вт. КПД составляет примерно 1 % (табл. 2.15).

На основании более высокой однородности и более высокого оптического качества иттриево-алюминиевого граната по сравнению со стек-

Таблица 2.15. Физико-технические параметры промышленных Nd-ИАГ-лазеров ($\lambda = 1,06$ мкм)

1. Импульсный режим

| Тип | Энергия импульса, Дж | Длительность импульса, нс | Частота повторения импульсов, Гц |
|---------------------------|----------------------|---------------------------|----------------------------------|
| ЛТИ-5 (СССР) | 0,05 | 10 | 100 |
| Фирмы Quantel (США) | 0,85 | 13 | 10 |
| Фирмы Apollo lasers (США) | 10,0 | 15 | 0,1 |

2. Непрерывный режим

| Тип | Мощность, Вт | Диаметр пучка, мм | Расходимость, мрад |
|-------------------------------|---|-------------------|--------------------|
| TWO-16 (США)
116 R—O (США) | 0,5 (TEM ₀₀)
14 (TEM ₀₀)
100 (многомодовый режим) | 0,2
1—4 | 2
1,4—10 |
| 2660—8 R (США) | 800—1000 | 6 | 10—18 |

лом для этого типа лазера достигается более высокое качество пучка, включая возможность одномодового режима работы (выходная мощность до 10 Вт). Однако при высоких плотностях мощности следует учитывать, что при нагревании иттриево-алюминиевого граната, обусловленном излучением накачки, возникает двойное лучепреломление, которое вызывает линзовое действие лазерного стержня.

Для фокусного расстояния l_F справедливо соотношение

$$l_F = \frac{1,5 - 2}{\text{Мощность накачки}}, \quad (2.112)$$

где l_F измеряется в метрах, а мощность накачки — в киловаттах. Это соотношение следует принимать во внимание при применении Nd-ИАГ-лазера для таких процессов, при которых имеет значение волновой фронт излучения. Этот эффект устраняется с помощью разработанного в 1970 г. кристалла в качестве матрицы для Nd³⁺ — кристалла YAlO₃ с естественным двулучепреломлением. Для этого кристалла влиянием термоиндуцированного двулучепреломления на характеристики лазерного излучения можно пренебречь. По другим характеристикам этот кристалл аналогичен кристаллу иттрий-алюминиевого граната.

Nd-ИАГ-лазер пригоден для генерации мощного непрерывного излучения с высокой эффективностью (примерно 1,5 %), при этом можно получить излучение моды TEM₀₀. Лазер генерирует линейно поляризованное излучение и тем самым пригоден, в частности, в качестве источника накачки для нелинейной оптики (см. разд. 3.2).

2.5.6. МОЩНЫЕ ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ЛАЗЕРЫ

Лазеры, которые преимущественно разрабатывались для генерации высоких мощностей излучения, называются мощными.

Такие лазеры необходимы, в частности, для обработки материалов (см. разд. 4), а также для получения плазмы в варианте лазерного термоядерного синтеза (см. разд. 3.6).

Мощные твердотельные лазеры — это исключительно стеклянные неодимовые лазеры, работающие в импульсном режиме.

Мощность их достигает примерно 10⁶ Вт, с дополнительным усилением — до 10¹² Вт, а длительность импульса составляет 0,1—1 нс.

Принцип работы и конструкция соответствуют принципу работы и конструкции стеклянного неодимового лазера, описанных в разд. 2.5.4.

Особенности мощного твердотельного лазера следующие,

Генерируемое лазером излучение дополнительно усиливается в нескольких усилительных каскадах. Для этого применяются стеклянные стержни, активированные неодимом, без зеркал резонатора, которые также возбуждаются оптической накачкой, диаметр стержней достигает 10 см, а длина — до 1 м.

Как следствие высокой плотности мощности, внутри стекла реализуются процессы (например, самофокусировка), которые могут привести к разрушению активного элемента, так что выбор стекла имеет особое значение. Преимущественно применяется силикатное стекло, фосфатное стекло (преимущества: более высокие коэффициенты усиления, малые нелинейности), фторобериллатное стекло (находится еще в стадии разработки).

Для получения высокой пиковой и непрерывной мощности в последнее время применяются пластинчатые активные элементы, в которых лазерный луч проходит активную среду с прямоугольным поперечным сечением вследствие полного внутреннего отражения на плоских боковых поверхностях. Благодаря этому происходит компенсация тепловой фокусировки и деполаризации.

2.5.7. МИНИАТЮРНЫЕ ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ЛАЗЕРЫ

Твердотельные лазеры с оптической накачкой и размерами от 100 мкм до нескольких миллиметров будем называть миниатюрными лазерами.

Такие лазеры были разработаны в последние годы, в частности, для применений в оптической передаче информации [18].

Активными ионами являются ионы Nd^{3+} :

Nd^{3+} -ИАГ-лазер (массовое содержание Nd^{3+} составляет 1—3 %, а длина — менее 10 мм; для более маленьких размеров непригодны, поскольку нельзя дальше повысить содержание ионов Nd^{3+} из-за возникающего тушения флуоресценции);

стехиометрические кристаллы, содержащие ионы Nd^{3+} (внедрение

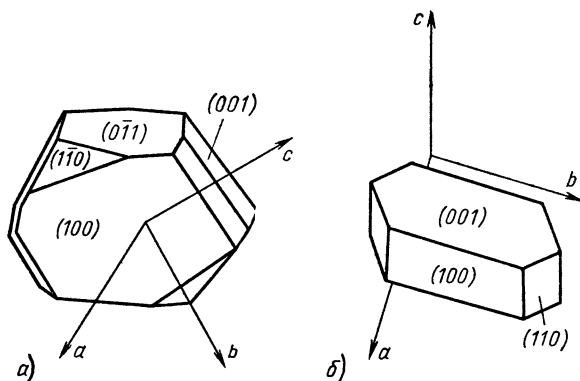


Рис. 2.44. Структура стехиометрических кристаллов:

$\alpha - \text{NdP}_5\text{O}_{14}$; $\beta - \text{Gd}_{0.33}\text{Y}_{0.67}\text{P}_5\text{O}_{14}$

Т а б л и ц а 2.16. Стехиометрические Nd-кристаллы для миниатюрных лазеров

| Параметр | Кристалл ИАГ | | | | |
|---|---|--|--|---|---|
| | Nd-ИАГ
(NdY ₂ Al ₃ O ₁₂) | NPP
(NdP ₅ O ₁₄) | LNP
(LiNdP ₄ O ₁₂) | NAB
(NdAl ₃ (BO ₃) ₄) | SNT
(Na ₃ Nd(WO ₄) ₄) |
| Концентрация Nd ³⁺ , 1/см ³ | 0,14·10 ²¹ | 3,96·10 ²¹ | 4,37·10 ²¹ | 5,43·10 ²¹ | 2,7·10 ²¹ |
| Коэффициент поглощения, 1/см | 1,1 | 32,5 | 40 | 50 | 20 |
| Длина волны, мкм | 1,064 | 1,054 | 1,047 | 1,064 | 1,063 |
| Время жизни флуоресценции, мкс | 230 | 110 | 120 | 20 | 85 |
| Пороговая мощность накачки, мВт | 7 | 0,6 | 0,14 | 0,36 | 0,33 |

ионов Nd³⁺ происходит в периодически повторяющиеся узлы решетки на расстоянии от 0,5 до 0,6 нм, что приводит к более высоким концентрациям).

В качестве стехиометрических кристаллов применяются следующие кристаллы (рис. 2.44): NdP₅O₁₄, NdP₄O₁₂, NdAl₃(BO₃)₄, а также Na₃Nd(WO₄)₄ (табл. 2.16).

Оптическая накачка происходит с помощью миниатюрных разрядных ламп, непрерывного аргонового и криптонового лазеров, а также полупроводниковых лазеров.

Наряду с обычным резонатором, при котором лазерный кристалл находится между двумя зеркалами, применяется волноводная схема при специальном согласовании лазера со световодным (оптическим) кабелем.

Генерируемое излучение лежит в диапазоне длин волн от 1,054 до 1,32 мкм. Выходная мощность составляет меньше 10 мВт, а КПД достигает до 20 %

2.5.8. СВОЙСТВА ИЗЛУЧЕНИЯ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ

Различные твердотельные лазеры генерируют излучение в широкой спектральной области:

0,3—3 мкм в импульсном режиме;

0,69—2,6 мкм в непрерывном режиме (табл. 2.17).

Излучение происходит в виде одиночных, спектрально относительно узких линий, которые не являются перестраиваемыми. Само излучение характеризуется:

малой длиной когерентности (≤ 1 м);

большими колебаниями интенсивности излучения;

слабoreгулярным распределением интенсивности по поперечному сечению пучка, обусловленным пространственными неоднородностями кристалла,

Т а б л и ц а 2.17. Мощность излучения и КПД непрерывно работающих твердотельных лазеров (по данным [19])

| Активатор | Матрица | Длина волны, мкм | Рабочая температура, К | Выходная мощность, Вт | КПД, % | Лампа накачки |
|------------------|--|------------------|------------------------|-----------------------|--------|---------------|
| Gr ³⁺ | Al ₂ O ₃ | 0,6943 | 300 | 2,37 | 0,1 | Hg |
| Nd ³⁺ | CaWO ₃ | 1,0582 | 300 | 0,1 | 0,01 | Xe |
| Nd ³⁺ | Ca (NbO ₃) ₂ | 1,0612 | 77 | 0,1 | 0,05 | Xe |
| Nd ³⁺ | Ca (NbO ₃) ₂ | 1,0615 | 300 | 1 | 0,1 | — |
| Nd ³⁺ | Ca ₅ (PO ₄) ₃ F | 1,0629 | 300 | 10 | 2 | W |
| Nd ³⁺ | Y ₃ Al ₅ O ₁₂ | 1,06415 | 300 | 10 ³ | 2—4 | Kr |
| Nd ³⁺ | Lu ₃ Al ₅ O ₁₂ | 1,0643 | 300 | 0,35 | 0,01 | — |
| Nd ³⁺ | YAlO ₃ | 1,0644 | 300 | 35 | 0,8 | — |
| Nd ³⁺ | YAlO ₃ ·Gr ³⁺ | 1,0644 | 300 | 6,5 | 0,3 | Kr |
| Nd ³⁺ | KY (WO ₄) ₂ | 1,0688 | 300 | 0,55 | 0,03 | — |
| Nd ³⁺ | YAlO ₃ | 1,0796 | 300 | 100 | 2 | — |
| Nd ³⁺ | Y ₃ Al ₅ O ₁₂ | 1,3184 | 300 | 0,03 | 0,01 | W |
| Nd ³⁺ | YAlO ₃ | 1,3416 | 300 | 14 | 0,4 | — |
| Ni ²⁺ | MgF | 1,674 | 82—100 | 1 | 0,2 | W |
| Ni ²⁺ | MgF | 1,731 | 100—192 | 1 | 0,2 | W |
| Ho ³⁺ | (Y, Er) ₃ Al ₅ O ₁₂ | 2,098 | 77 | 20,5 | 4 | — |
| Ho ³⁺ | (Y, Er) ₃ Al ₅ O ₁₂ | 2,099 | 77 | 15 | 5 | — |
| Ho ³⁺ | (Y, Er) ₃ Al ₅ O ₁₂ | 2,1227 | 85 | 7,6 | — | — |
| Dy ²⁺ | CaF ₂ | 2,3587 | 77 | 150 | — | — |
| U ³⁺ | CaF ₂ | 2,61 | 77 | 10—5 | — | Hg |

Более высокое качество пучка возможно в непрерывном режиме при возбуждении моды ТЕМ₀₀. Для этого необходимо использовать диафрагму. У стабилизированных непрерывных твердотельных лазеров достигается стабильность по мощности примерно 0,1 %. Относительно достигаемых мощностей см. табл. 2.17. Для излучения импульсного твердотельного лазера характерны пиковые режимы.

После достижения пороговой инверсии заселенностей лазер генерирует в результате чего инверсная заселенность снижается, так что после некоторого времени уменьшается также интенсивность лазерного излучения, пока за счет накачки атомы не будут снова возбуждены, и затем интенсивность лазерного излучения также снова может увеличиться. Излучение происходит часто в форме релаксационных колебаний, которые могут более или менее сильно затухать (длительность колебаний составляет менее 1 мкс, см. разд. 2.1.3).

Если инверсная заселенность снижается так сильно, что генерация для определенной моды обрывается и начинается снова лишь при достаточной накачке, то появляются скачки мод. Вследствие наложения различных ограниченных во времени мод возникают статистически большие интенсивности в импульсе, обладающие периодичностью. Этот процесс называется пиковым режимом работы (рис. 2.45).

Длительность импульса накачки равна примерно 5 мс.

Генерация лазерного излучения после примерно 0,5 мс.

Длительность пиков примерно 1 мкс.

Излучение твердотельных лазеров применяется прежде всего в области нелинейной оптики (см. разд. 3.2), обработки материалов (см.

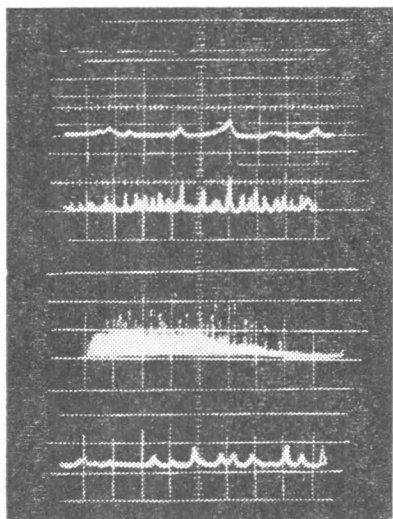


Рис. 2.45. Пиковый режим работы твердотельного лазера

разд. 4), измерительной техники (лидар), а также для создания плазмы в рамках лазерного термоядерного синтеза (см. разд. 3.6).

2.6. ГАЗОВЫЕ ЛАЗЕРЫ [25—42]

2.6.1. ВВЕДЕНИЕ

Газовые лазеры наиболее часто используются в области научных исследований, в промышленности и медицине. В этих лазерах в качестве активной среды преимущественно применяются возбужденные электрическим током газы или пары (нейтральные атомы или молекулы, ионы атомов или молекул). Характеристики газовых лазеров можно изменять различными способами:

- варьируя большое количество газов или смесей газов;
- путем изменения параметров газа (давление, температура, состав газа);

- с помощью различных способов возбуждения;

- с помощью соответствующего конструктивного исполнения.

Благодаря этому параметры газовых лазеров в значительной степени могут быть согласованы с предусмотренными применениями.

По сравнению с другими типами (твердотельными, полупроводниковыми и лазерами на красителях) газовые лазеры характеризуются следующими специфическими свойствами.

Как правило, из-за низких давлений газа в активной среде ($10—10^4$ Па) необходимы существенно большие длины усиления, чем, например, в полупроводниковых лазерах, и тем самым более значительные размеры.

Активные среды газовых лазеров однородны и не имеют потерь, так что достижимо более высокое качество пучка лазерного излучения.

Путем быстрой замены газа можно легко отвести выделяющееся тепло, так что достижимы высокие мощности в непрерывном режиме работы.

Возможны более высокие абсолютные точности и стабильности частоты.

Имеется большое число частот газового лазера от вакуумного УФ-диапазона (примерно 100 нм) до диапазона СВЧ (около 2 мм).

Физико-технические предельные параметры приведены в табл. 2.18.

2.6.2. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ГАЗОВЫХ ЛАЗЕРОВ

2 6 2.1. Активные среды. В качестве активных сред для газовых лазеров пригодны все газообразные при комнатной температуре элементы, большое число элементов в парообразном состоянии (например, пары металлов), большое число молекул (табл. 2.19).

Из-за большого числа линий, генерируемых в газовых лазерах, многие представляют только научный интерес, поскольку затраты на их генерацию достаточно высоки или КПД способа возбуждения и выходная мощность слишком низки.

В качестве лазерных переходов в газах (которые не всегда должны быть идентичны интенсивным излучательным переходам) встречаются следующие [29].

2 6 2.2. Возбуждение среды газовых лазеров. Инверсия заселенностей в газах образуется путем [26] возбуждения верхнего лазерного уровня и (или) опустошения нижнего лазерного уровня.

При создании инверсии заселенностей за счет преобладающего увеличения заселенности верхнего лазерного уровня используются следующие элементарные процессы:

ударное возбуждение атомных состояний путем передачи кинетической энергии (столкновения первого рода) как важнейший процесс возбуждения в газовых лазерах. В большинстве случаев такими частицами при столкновениях являются электроны в газовых разрядах и электронных пучках;

ударное возбуждение атомов и молекул путем столкновений с метастабильными атомами и молекулами и обмена энергией возбуждения (столкновения второго рода). В данном случае говорят о лазерах с передачей энергии. Возбуждение метастабильных атомов (молекул) происходит за счет столкновений с электронами, оптической накачки или химических реакций;

возбуждение молекулярных состояний с помощью оптической накачки. Из-за узких линий поглощения в газах этот механизм играет роль только при возбуждении в молекулярных газовых лазерах высокого давления и лазерах, работающих в дальнем ИК-диапазоне, причем в качестве источника света накачки в общем случае рассматривается лазер (преимущественно CO_2 -лазер). Для газовых лазеров, работающих в дальнем ИК-диапазоне на молекулах с более чем тремя атомами, оптическая накачка является единственным способом возбуждения;

возбуждение атомных состояний путем фотодиссоциации молекул, причем для фотодиссоциации используются импульсные ксеноновые лампы. Важнейшим представителем является иодный лазер;

возбуждение колебательно-возбужденных состояний молекул за счет химических реакций (химический лазер). Возбуждение активной среды за счет этого процесса до сих пор приводило к созданию лазеров только в ИК-области спектра.

При создании инверсии заселенностей за счет преобладающего опу-

Т а б л и ц а 2.18. Физико-технические предельные параметры газовых лазеров

| Параметр | Значение | Тип лазера |
|--|----------|--|
| Мощность в непрерывном режиме, кВт | 400 | Газодинамический CO ₂ -лазер |
| Энергия импульса излучения, кДж | 70 | Быстропроточный CO ₂ -лазер |
| Импульсная мощность, ТВт | 10 | ТЕА-лазер на CO ₂ |
| Длительность импульса, пс | 20 | ТЕА-лазер на CO ₂ с укорочением импульса |
| КПД, % | 30 | Лазер на галогенидах инертных газов в УФ-диапазоне |
| Минимальная длина волны лазерного излучения, нм | 10—50 | Лазер на галогенидах инертных газов в УФ-диапазоне, СО- и СО ₂ -лазеры в ИК-диапазоне |
| Максимальная длина волны лазерного излучения, мм | 116 | Н ₂ -лазер |
| Стабильность частоты | 1,965 | CH ₃ Br-лазер |
| | 10—15 | He-Ne-лазер |

Т а б л и ц а 2.19. Атомы, ионы и молекулы, которые применяются в качестве активных сред в газовых лазерах

| Газ | Длина волны, мкм | Режим работы | Накачка |
|------------------------------|------------------|--------------|---------|
| H ₂ | 0,1161 | pw | E |
| | 0,1240 | | |
| Ar ₂ [*] | 0,161 | pw | E |
| Kr ₂ [*] | 0,1457 | pw | E |
| H ₂ | 0,1580 | pw | E |
| | 0,1613 | pw | E |
| ArCl [*] | 0,170 | pw | G |
| He ₂ [*] | 0,1722 | pw | E |
| ArF [*] | 0,193 | pw | G |
| KrCl [*] | 0,222 | pw | G |
| Ne ³⁺ | 0,2358 | pw | G |
| KrF [*] | 0,248 | pw | G, E |
| Ar ³⁺ | 0,2624 | pw | G |
| HeBr [*] | 0,282 | pw | G |
| HeCl [*] | 0,308 | pw | G |
| Cd ⁺ | 0,3250 | cw | G |

| Газ | Длина волны, мкм | Режим работы | Пакачка |
|-----------------------------|------------------|--------------|---------|
| Ne+ | 0,3323 | cw, pw | G |
| N ₂ | 0,3371 | pw | G |
| Ne+ | 0,3378 | cw, pw | G |
| Ne+ | 0,3392 | cw, pw | G |
| Kr ²⁺ | 0,3507 | cw, pw | G |
| XeF* | 0,351 | pw | G |
| | 0,352 | pw | G |
| Se+ | 0,4001 | cw | G |
| Kr | 0,4067 | cw, pw | G |
| Kr | 0,4131 | cw, pw | G |
| Kr | 0,4154 | cw | G |
| N ₂ ⁺ | 0,427 | pw | G |
| Kr ₂ F* | 0,430 | pw | G |
| Cd+ | 0,4416 | cw | G |
| Xe ₂ Br | 0,445 | pw | G |
| Ar+ | 0,4545 | cw, pw | G |
| Ar+ | 0,4579 | cw, pw | G |
| Se+ | 0,4648 | cw | G |
| Ar+ | 0,4658 | cw, pw | G |
| Kr+ | 0,4680 | cw, pw | G |
| Ar+ | 0,4727 | cw, pw | G |
| Kr+ | 0,4762 | cw, pw | G |
| Ar+ | 0,4765 | cw, pw | G |
| Kr+ | 0,4825 | cw, pw | G |
| Se+ | 0,4845 | cw | G |
| Ar+ | 0,4880 | cw, pw | G |
| Ar+ | 0,4965 | cw, pw | G |
| Se+ | 0,4976 | cw | G |
| Se+ | 0,4993 | cw | G |
| Ar+ | 0,5017 | cw, pw | G |
| HgBr | 0,502 | pw | G |
| Se+ | 0,5069 | cw | G |
| Se+ | 0,5097 | cw | G |
| Cu | 0,5106 | pw | G |
| Ar+. | 0,5145 | cw, pw | G |
| Se+ | 0,5176 | cw | G |
| Xe ₂ Cl* | 0,520 | pw | G |
| Kr+ | 0,5208 | cw, pw | G |
| Se+ | 0,5227 | cw | G |
| Sc+ | 0,5254 | cw | G |
| Se+ | 0,5273 | cw | G |
| Ar+ | 0,5287 | cw, pw | G |
| Se+ | 0,5305 | cw | G |

| Газ | Длина волны, мкм | Режим работы | Накачка |
|--------------------|--|--------------|------------|
| Kr+ | 0,5309 | cw, pw | G |
| Ne | 0,5435 | cw | G |
| Se+ | 0,5523 | cw | G |
| Se+ | 0,5567 | cw | G |
| Se+ | 0,5591 | cw | G |
| O ²⁺ | 0,5592 | pw | G |
| Se+ | 0,5623 | cw | G |
| Kr+ | 0,5682 | cw, pw | G |
| Se+ | 0,5748 | cw | G |
| Cu | 0,5782 | pw | G |
| Se+ | 0,6056 | cw | G |
| Au | 0,6278 | pw | G |
| Ne | 0,6328 | cw | G |
| Se+ | 0,6490 | cw | G |
| Kr+ | 0,6471 | cw, pw | G |
| Se+ | 0,6530 | cw | G |
| Kr+ | 0,6764 | cw, pw | G |
| F | 0,713 | pw | G |
| Kr+ | 0,7525 | cw | G |
| Kr+ | 0,7993 | cw, pw | G |
| Ar+ | 1,090 | cw | G |
| Ne | 1,0798—1,5231 | cw | G |
| Ne | 1,15228 (интенсивная) | cw | G |
| I | 1,3152 | pw | O |
| HF | 2,64...3,11 | pw, cw | C |
| Ne | 3,3913 | cw | G |
| HCl | 3,707...4,030 | pw, cw | C |
| DF | 3,830...4,021 | pw, cw | C |
| HBr | 4,017...4,647 | pw | C |
| DCl | 5,045...5,614 | pw | C |
| CO | 5,086...6,663 | pw, cw | G, C |
| DBr | 5,805...6,329 | pw | C |
| OCS | 8,239...8,424 | pw | G |
| CO ₂ | 9,127...11,016,
10,6 (наиболее интенсивная линия) | cw, pw | G, C, E, O |
| N ₂ O | 10,346...11,042 | cw | G, |
| CS ₂ | 11,484...11,545 | cw | G |
| CF ₄ | 16,26 | pw | O |
| NOCl | 16,71 | pw | O |
| NOCI | 16,99 | pw | O |
| H ₂ O | 27,9707 | cw, pw | G |
| CH ₃ OD | 41,7 | cw, pw | O |
| CH ₃ OD | 46,7 | cw, pw | O |

Продолжение табл. 2.19

| Газ | Длина волны, мкм | Режим работы | Накачка |
|--|------------------|--------------|---------|
| CH ₃ OD | 57,0 | sw, pw | O |
| D ₂ O | 66 | pw | O |
| CH ₃ OH | 70,6 | sw, pw | O |
| H ₂ O | 78,443 | sw, pw | G |
| CH ₃ OH | 96,50 | sw, pw | O |
| D ₂ O | 99,00 | pw | O |
| D ₂ O | 113 | pw | O |
| H ₂ O | 118,591 | sw, pw | G |
| CH ₃ OH | 118,8 | sw, pw | O |
| CH ₃ NH ₂ | 148,5 | sw, pw | O |
| CH ₃ OH | 163,0 | sw, pw | O |
| CH ₃ NH ₂ | 198,0 | sw, pw | O |
| CH ₃ NH ₂ | 218,0 | sw, pw | O |
| CH ₃ OD | 229,1 | sw, pw | O |
| HCN | 310,908 | sw | G |
| HCN | 336,579 | sw | G |
| CH ₃ OH | 392,3 | sw, pw | O |
| HCOOH | 406,0 | sw, pw | O |
| CH ₃ OH | 471,0 | sw, pw | O |
| CH ₃ F | 496,1 | sw, pw | O |
| HCOOH | 513,2 | sw, pw | O |
| CH ₃ OH | 570,5 | sw, pw | O |
| C ₂ H ₂ F ₂ | 633,0 | sw, pw | O |
| CH ₃ OH | 699,5 | sw, pw | O |
| C ₂ H ₂ F ₂ | 764,1 | sw, pw | O |
| C ₂ H ₂ F ₂ | 890,0 | sw, pw | O |
| C ₂ H ₂ F ₂ | 990,0 | sw, pw | O |
| C ₂ H ₂ F ₂ | 1020,0 | sw, pw | O |
| CH ₃ OH | 1217,0 | sw, pw | O |
| CH ₃ F | 1222,0 | sw, pw | O |
| CH ₃ Br | 1965,34 | sw, pw | O |

Примечание. sw — непрерывный режим; pw — импульсный режим; G — газовый разряд; E — электронный пучок; C — химическое возбуждение; O — оптическая накачка (с помощью лазера).

стошения нижнего лазерного уровня рассматриваются следующие элементарные процессы:

опустошение за счет спонтанного излучения;

опустошение за счет столкновительной релаксации;

опустошение за счет вынужденного излучения при каскадных переходах между колебательными уровнями (ТЕА-лазер на СО);

опустошение за счет диссоциации молекул (экзимеры диссоциируют в основном состоянии, являющемся нижним лазерным уровнем, через промежуток времени менее 10^{-12} с).

| Переход | Разность энергии, эВ | Диапазон длин волн, мкм |
|---|----------------------|-------------------------|
| Чистые электронные переходы в нейтральных атомах и ионах | 0,5—8* | 0,2—2,4 |
| Полосатые электронные переходы в молекулах | 0,2—10 | 0,1—8 |
| Колебательно-вращательные переходы в основном электронном состоянии | 0,01—0,5 | 2,4—150 |
| Чисто вращательные переходы | 0,01 | 150 |

* В неоне наблюдались линии лазерного излучения более 100 мкм ($\Delta E \leq 0,012$ эВ), соответствующие чисто электронным переходам.

Инверсную заселенность получить тем легче, чем больше (среднее) время жизни τ_2 верхнего уровня и чем меньше время жизни нижнего уровня τ_1 : $\tau_2 \gg \tau_1$.*

Время жизни в газовых системах может составлять от нескольких секунд до нескольких миллисекунд (преимущественно в метастабильных состояниях), может быть меньше наносекунд (в молекулярных газах высокого давления) и определяется спонтанным излучением (главным образом, в видимой и УФ-областях спектра) и столкновительными процессами (преимущественно в ИК-области спектра).

2.6.2.3. Конструкция. Возбуждения газа, пара или смеси газов для создания инверсии заселенностей происходит:

в электрическом газовом разряде (наиболее часто используемый способ), в большинстве случаев в аксиальном, реже также в поперечном разряде постоянного тока с разрядными токами при:

непрерывном возбуждении от нескольких миллиампер до 100 А;

импульсном возбуждении от 100 до 1000 А (He-Ne-лазер, Ag-лазер, CO₂-лазер и др.);

с помощью релятивистских электронных пучков (экимерный лазер, H₂-лазер);

с помощью оптической накачки (преимущественно для лазера с передачей энергии возбуждения, лазера высокого давления и лазера, работающего в дальнем ИК-диапазоне);

с помощью химических реакций (например, HF-лазер, DF-лазер);

с помощью фотодиссоциации (например, HgBr-лазер, I-лазер).

Активная среда находится в пределах лазерной трубки 1 на рис. 2.46, длина зоны возбуждения достигает от нескольких сантиметров до 200 м (типичные значения 0,3—1,5 м), а диаметр лазерной трубки 0,1—50 см (типичные значения 0,1—2 см).

Наполнение газа стационарное (у большинства лазеров используются отпаянные трубки), причем срок службы достигает 10³—10⁴ ч

* Для $\tau_2 \ll \tau_1$ также возможен режим генерирования лазерного излучения, причем генерация обрывается сама, если нижний уровень заполняется за счет вынужденного излучения (selfterminating laser — лазер на самоограниченных переходах). Максимальная длительность импульса $\Delta t \approx \tau_{1/2}$. Примеры: H₂-, N₂-, He-Cu-лазеры.

(примеры: He-Ne-, He-Cd-лазеры, лазеры на ионах инертных газов), или происходит в проточной системе (аксиальной или поперечной).

Пример. CO_2 -, KrF^+ -лазеры.

Давление газа, как правило, достигает $p_G = 10 + 2 \cdot 10^3$ Па.

Исключения: ТЕА CO_2 -лазер с $p_G = 10^5$ Па, лазер высокого давления с электрическим или оптическим возбуждением $p_G = (1 + 5) \cdot 10^6$ Па, эксимерный лазер.

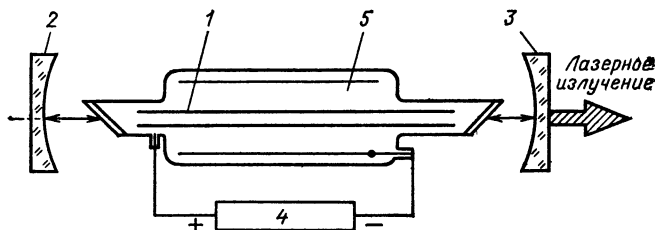


Рис. 2.46. Конструкция газового лазера:

1 — лазерная трубка (длина активной зоны l , диаметр d), закрытая окнами, установленными под углом Брюстера; 2 — зеркало лазерного резонатора (полностью отражающее); 3 — зеркало лазерного резонатора (полупрозрачное, примерно 2–30 %); 4 — источник питания; 5 — смесь газов

Охлаждение газа, т. е. отвод тепловых потерь, происходит с помощью:

воздушного охлаждения при незначительной мощности (пример: He-Ne-лазер);

водяного охлаждения при средней и высокой мощности (примеры: CO_2 -, Ag^+ -лазеры);

быстрой замены газа при очень высокой мощности лазерного излучения (пример: проточный CO_2 -лазер).

Обратная связь, необходимая для генерации излучения, усиливаемого в активной среде, создается лазерным резонатором (2 и 3 рис. 2.46). В простейшем случае лазерный резонатор состоит из двух зеркал. Следует различать резонаторы с внешними и внутренними зеркалами.

В резонаторе с внешними зеркалами лазерная трубка заканчивается окнами, которые обладают, во-первых, низкими потерями на частоте лазерного излучения и, во-вторых, для устранения потерь при отражении расположены под углом Брюстера φ относительно оси пучка ($\text{tg } \varphi = n$, n — показатель преломления материала окна). Благодаря этому излучение становится линейно поляризованным.

Преимущество: возможность размещения оптических элементов в резонаторе.

Недостаток: более высокие потери резонатора.

У лазера с внутренними лазерными зеркалами они закрывают лазерную трубку вместо окон. Излучение при этом неполяризовано.

Преимущество: незначительные потери резонатора.

Недостаток: существует опасность разрушения зеркала под воздействием процессов с участием атомов среды на поверхности.

Вывод лазерного излучения из резонатора происходит с помощью:

полупрозрачных зеркал (наиболее частый способ при низких и средних мощностях лазерного излучения);
 дифракции на краю зеркала (неустойчивые резонаторы в лазерах большой мощности);
 отверстия в лазерном зеркале;
 отражения на прозрачной пластине, помещенной на пути лазерного пучка в резонаторе (последние два способа используются главным образом в лазерах, работающих в дальней ИК-области спектра).

2.6.3. ГАЗОВЫЕ ЛАЗЕРЫ В УФ-ДИАПАЗОНЕ [17, 30]

2.6.3.1. Обзор. Когерентное излучение в УФ-диапазоне можно получить с помощью:

газовых лазеров ($\lambda_{\min}=116,1$ нм для H_2 -лазера);

лазеров на красителях ($\lambda_{\min}=340$ нм, с удвоением частоты $\lambda_{\min}=170$ нм);

умножителей частоты ($\lambda_{\min}=38$ нм).

Преимущество газовых лазеров состоит в том, что с помощью специальных систем можно получить большое число длин волн с большими выходными мощностями или энергиями и большим КПД (рис. 2.47),

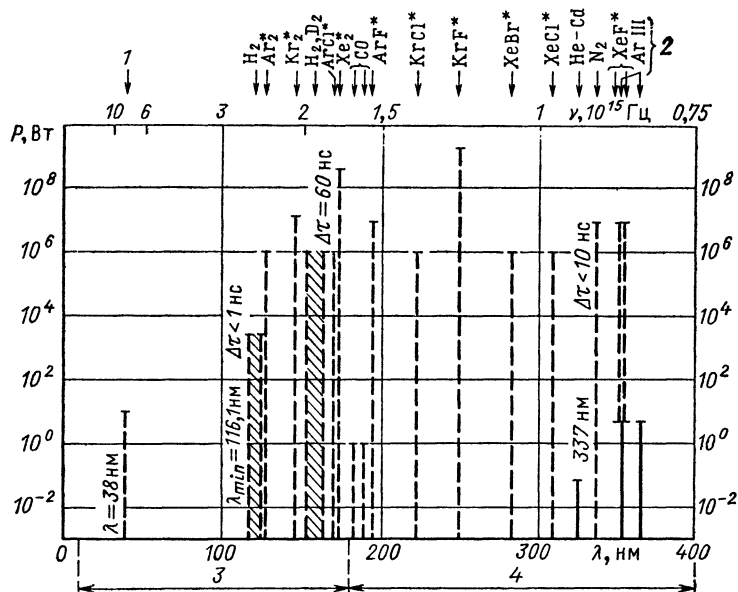


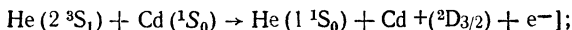
Рис. 2.47. Выходные мощности газовых лазеров в УФ-области спектра на различных длинах волн:

—— — непрерывный режим работы; — — — импульсный режим; $\Delta\tau$ — длительность импульса; 1 — наиболее коротковолновое когерентное излучение, 28-я гармоника неодимового лазера; 2 — лазерные среды; 3 — вакуумный УФ; 4 — кварцевый УФ

при этом вынужденное излучение происходит на переходах между электронными уровнями:

ионизированных атомов в различных ионизационных состояниях (между 154,8 и 400 нм, например, в Ne, Ar, Kr, Xe, Cl, F, C, O, N, B, S, Pb, и Cd), при этом возбуждение происходит в результате неупругих столкновений с электронами в импульсных сильноточных разрядах низкого давления (давление $p_a = 0,3 \div 15$ Па, плотность тока $j \approx 100$ А/см²) за счет прямого возбуждения ($A + e^- \rightarrow A^{*+} + e^- + e^-$), ступенчатых процессов ($A + e^- \rightarrow A^+ + e^- + e^- \rightarrow A^{*+} + e^- + e^-$) и каскадных излучательных процессов.

[Исключение: в He-Cd-лазере возбуждение перехода Cd^+ на длине волны 325 нм происходит под воздействием ионизации Пеннинга



нейтральных молекул за счет bound-bound-переходов (связанно-связанные переходы, т. е. верхний и нижний лазерные уровни принадлежат связывающим термам, например, в H_2 , HD, O_2 , CO, N_2), а также bound-free-переходов (связанно-свободные переходы, т. е. молекулы стабильны только в возбужденном состоянии и лазерный переход переводит молекулу в разлетное состояние, в континуум).

Важными молекулами этого вида являются возбужденные молекулы инертного газа (эксимеры) Ar_2^* , Kr_2^* , Xe_2^* , а также галогениды инертного газа (эксиплексы) ArF^* , KrF^* , XeF^* , $KrCl^*$, $XeCl^*$, $XeBr$, при этом возбуждение происходит при неупругих столкновениях частиц газа и электронов с помощью релятивистских электронных пучков (в Xe_2^* , KrF^* , H_2 , N_2), несамостоятельного газового разряда, управляемого электронным пучком (в KrF^*), самостоятельного импульсного сильно-точного разряда (в KrF^* , H_2 , N_2).

Из-за малого времени жизни верхнего лазерного уровня в системах с большим временем жизни нижнего уровня (например, в H_2 , N_2) возбуждение должно происходить достаточно быстро, чтобы получить инверсию заселенностей.

Т а б л и ц а 2.20. Физико-технические параметры N_2 - и H_2 -лазеров

| Параметр | N_2 -лазер | H_2 -лазер |
|----------------------------------|--|--|
| Длина волны, нм | 337,1 | 116—123,
160 |
| Режим работы | Импульсный | Импульсный |
| Мощность в импульсе, мВт | 0,5—5 | $5 \cdot 10^{-3}$,
максимально 1 (с D_2)
$5 \cdot 10^{-3}$ |
| Энергия импульса излучения, мДж | 1—10 | |
| Длительность импульса, нс | 0,1—10 | 0,5 |
| Частота повторения импульсов, Гц | Отпаянный: 100, быстрая замена газа:
$5 \cdot 10^3$ | |
| Давление газа, Па | $100—10^5$ | $(0,30—2) \cdot 10^4$ |
| Охлаждение | Воздух, быстрая прокачка газа | |

2.6.3.2. Водородный (H_2)-лазер. H_2 -лазер является мощным импульсным лазером в вакуумном УФ-диапазоне длин волн на наиболее короткой достигаемой в этой области длине волны ($\lambda=116,1$ нм) с длительностью импульса меньше 1 нс (рис. 2.48 и табл. 2.20).

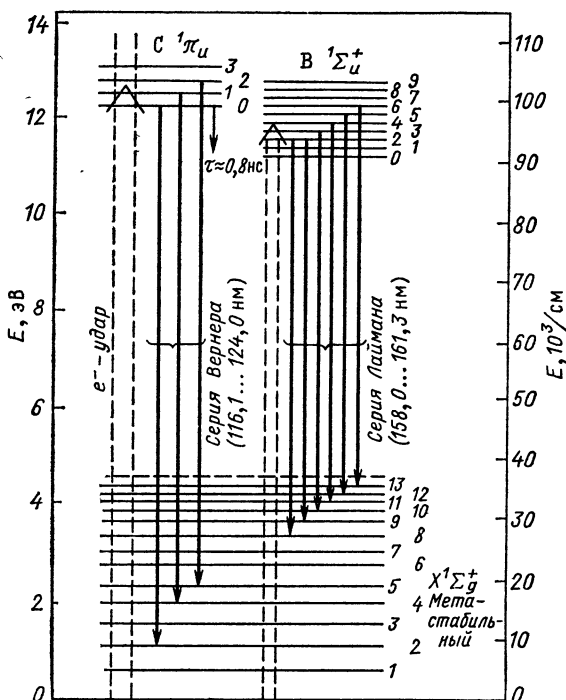


Рис. 2.48. Схема энергетических уровней H_2 -лазера (τ — время релаксации; $X^1\Sigma_g^+$, $B^1\Sigma_u^+$, $C^1\Pi_u$ — электронные состояния молекулы H_2 с наложенными колебательными состояниями)

По конструктивному исполнению и принципу действия H_2 -лазер аналогичен азотному лазеру (см. подраздел 2.6.3.3). Укажем лишь две особенности:

во-первых, необходимо существенно более короткое время возбуждения по сравнению с N_2 -лазером, и, во-вторых, расстояние, проходимое светом (пока инверсия заселенностей полностью не исчезла) $l_{\text{орт}} \approx \approx 24$ см;

далее излучение поглощается средой. Для H_2 -лазера с длиной $l > l_{\text{орт}}$ необходимо устройство бегущей волны, в котором электрическое возбуждение распространяется со скоростью света через среду.

2.6.3.3. Азотный (N_2)-лазер. N_2 -лазер является высокомоощным лазером в УФ-диапазоне с коротким временем нарастания импульса или короткой длительностью импульса, а также с высокой частотой следо-

Т а б л и ц а 2.21. Физико-технические параметры коммерческих импульсных N_2 -лазеров

| Тип | Изготовитель | Энергия импульса, мДж | Длительность импульса, нс | Импульсная мощность, кВт | Частота следования импульсов, Гц |
|-----------|-----------------------|-----------------------|---------------------------|--------------------------|----------------------------------|
| ЛГИ-502 | (СССР) | 0,12 | 6—8 | 15 | 1—10000 |
| IGL 300/2 | ZWG (ГДР) | 0,9 | 2,5 | 300—400 | 10—100 |
| UV24 | Фирма Molectron (США) | 9 | 10 | 900 | 50 |

вания импульсов (табл. 2.20 и 2.21). Этот лазер находит разнообразное применение в качестве источника света накачки для лазера на красителе, в спектроскопии, фотохимии, а также при микрообработке.

Лазерное излучение на длине волны $\lambda=337,1$ нм получается при переходе между колебательными уровнями различных электронных состояний в триплетной системе нейтрального молекулярного азота (вторая положительная система): $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$ (рис. 2.49). Заселение верх-

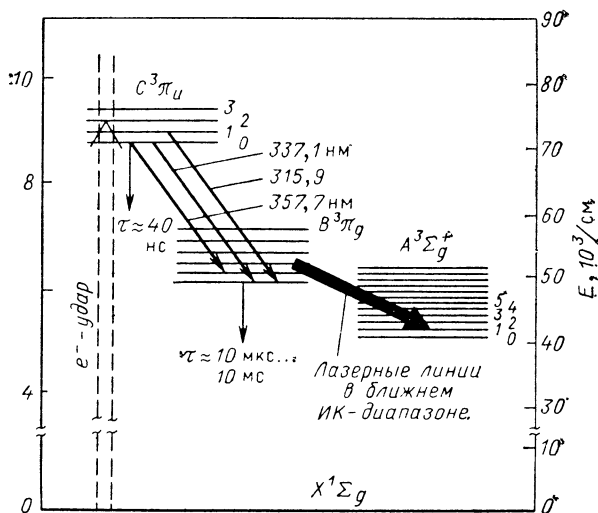
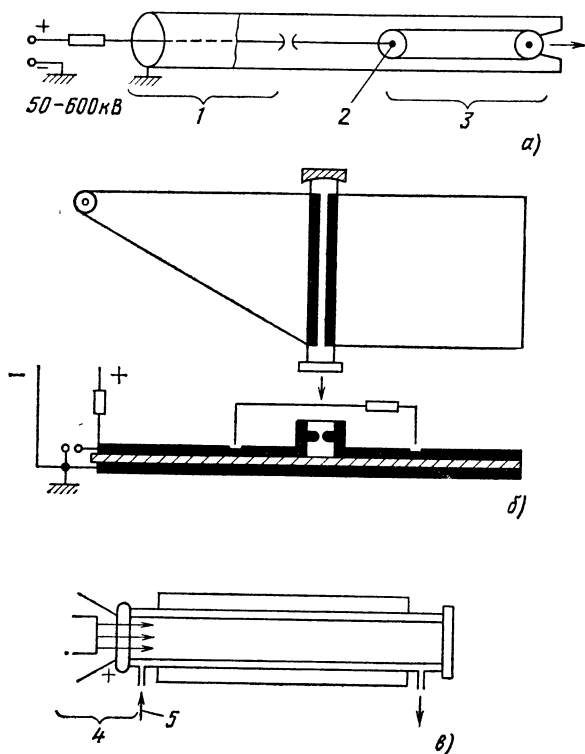


Рис. 2.49. Схема энергетических уровней N_2 -лазера (τ — время релаксации)

него лазерного уровня ($C^3\Pi_u$) происходит при столкновениях с электронами со средней энергией примерно 15 эВ из основного состояния $X^1\Sigma_g^+$ в газовом разряде. Из-за незначительного времени жизни верхнего лазерного уровня (около 40 нс) инверсия заселенностей достигается

только при возбуждении короткими импульсами (≤ 15 нс). Возможная длительность лазерного излучения составляет меньше 20 нс. Поскольку время жизни нижнего метастабильного уровня $V^3\Pi_g$ составляет примерно 10 мкс, а за счет подвода энергии с более высоких возбужденных уровней N_2 или за счет столкновений с другими молекулами может быть до 10 мс, то максимальная частота следования импульсов составляет примерно 100 Гц. Более высокая частота следования импульсов лазерного излучения требует быстрой замены газа. Для достижения более высоких энергий в импульсе требуется большая электрическая мощность возбуждения. Усиление малого сигнала достигает $g \gg 340$ дБ/м, благодаря чему вся инверсная заселенность снимается в одном проходе: N_2 -лазер может работать без резонатора как излучатель без обратной связи (сверхизлучатель). Возбуждение активной среды происходит в очень быстрых сильноточных разрядах в коаксиальных и полосковых системах (рис. 2.50).



2.6.3.4. Эксимерные лазеры. Из класса эксимерных наиболее важны лазеры на галогенидах инертных газов*. Они являются высокомошными импульсными лазерами в УФ-диапазоне длин волн с большими энергиями в отдельном импульсе и высокой частотой следования импульсов при относительно большой длительности импульсов (больше 100 нс) и высоким КПД (1—10 %) (табл. 2.22—2.24). Эти лазеры находят применение в фотолитографии, в качестве источника света накачки для лазеров на красителях, а также в управляемом лазерном термоядерном синтезе. Лазерное излучение в эксиплексах основано на переходах из связанного состояния в свободное, например KrF^* (рис. 2.51),

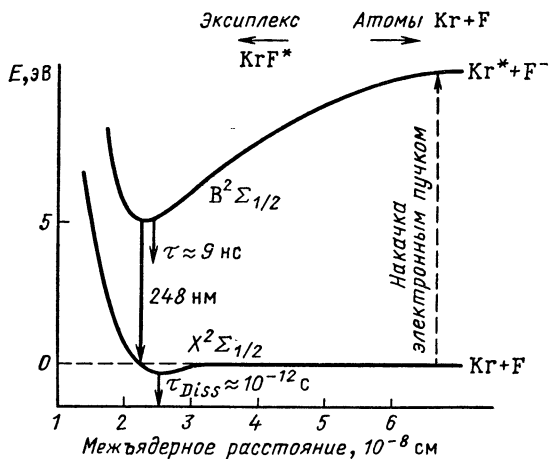


Рис. 2.51. Схема энергетических уровней KrF^* -лазера (τ — время релаксации)

между стабильным молекулярным состоянием $B^2\Sigma_{1/2}$ и нестабильным основным состоянием $X^2\Sigma_{1/2}$. Из-за короткого времени диссоциации молекулы в основном состоянии $\tau_{\text{Diss}} \approx 10^{-12}$ с нижнее лазерное состояние всегда не заселено. Поэтому при возбуждении электронным пучком или несамостоятельным газовым разрядом, управляемым электронным пучком, возможны относительно большие времена накачки ($\tau_{\text{pump}} \leq 1$ мкс) и достигается высокий КПД. При использовании самостоятельных разрядов при давлениях $p_G > 10^5$ Па необходимы короткие импульсы накачки меньше 150 нс для предотвращения образования искры.

Лазеры на трехатомных эксимерах (Xe_2Cl^* , K_2F^* , Xe_2Br^*) и XeF^* -лазер обеспечивают большую перестройку частоты ($\Delta\lambda \approx 50 \div 80$ нм). Сжатие импульса света можно получить, используя ВКР-назад, оптическое уплотнение (multiplexing) и синхронизацию мод.

* Лазеры, работающие с эксиплексами, также называются эксимерными лазерами.

Т а б л и ц а 2.22. Сопоставление эксимерных лазеров

| Тип | Активная среда | Длина волны, нм | Примечания |
|------------|---------------------|-----------------|--|
| Эксимеры | Ar ₂ * | 126,1 | Низкий КПД |
| | Kr ₂ * | 145,7 | |
| | He ₂ * | 172,2 | |
| Эксиплексы | ArF* | 193,0 | Максимальный КПД |
| | KrF* | 248 | |
| | XeCl* | 308 | |
| | XeF* | 351 | |
| | | 352 | Энергия в импульсе 100 мДж, незначительная агрессивность галогенидов |
| | ArCl* | 170 | |
| | KrCl* | 222 | |
| | XeBr* | 282 | |
| Тримеры | Kr ₃ F* | 430 | Широкие полосы флуоресценции ($\Delta\lambda \approx 70$ нм): перестраиваемая частота |
| | He ₂ Br* | 445 | |
| | He ₂ Cl* | 520 | |

Т а б л и ц а 2.23. Физико-технические параметры эксимерных лазеров на галогенидах инертных газов и галогенидах ртути

| Параметр | He ₂ *-лазер | KrF*-лазер | |
|----------------------------------|-------------------------|--|--------------------------------|
| Длина волны, нм | 172 | 248 | |
| Режим работы | Импульсный | Импульсный | |
| Давление газа, Па | $1,7 \cdot 10^6$ | $(1-6) \cdot 10^5$ | |
| Метод накачки | Электронный пучок | Разряд, управляемый электронным пучком | Самостоятельный газовый разряд |
| Энергия в импульсе, Дж | 8 | 0,1—350 | 0,1—1 |
| Длительность импульса, нс | 60 | $20-10^3$ | 15—30 |
| Частота повторения импульсов, Гц | Одиночные | Одиночные | 10^3 |
| Средняя мощность, Вт | — | — | 100 |
| КПД, % | 2,5 | 10 | 1 |

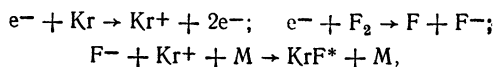
Продолжение табл. 2.23

| Параметр | ХеСl-лазер | НгВг-лазер |
|----------------------------------|--------------------------------|--------------------------------|
| Длина волны, нм | 308 | 502 |
| Режим работы | Импульсный | Импульсный |
| Давление газа, Па | $0,3 \cdot 10^3$ | $0,2 \cdot 10^6$ |
| Метод накачки | Самостоятельный газовый разряд | Самостоятельный газовый разряд |
| Энергия в импульсе, Дж | 0,1—5 | 1 |
| Длительность импульса, нс | 50—200 | 90 |
| Частота повторения импульсов, Гц | 10^3 | 10^2 |
| Средняя мощность, Вт | 100 | |
| КПД, % | 0,7—6 | 1 |

Таблица 2.24. Физико-технические параметры коммерческих эксимерных лазеров

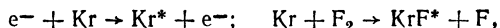
| Тип | Изготовитель | Лазерная среда | Энергия в импульсе, мДж | Длительность импульса, нс | Частота повторения импульсов, Гц |
|----------|--------------------------|----------------|-------------------------|---------------------------|----------------------------------|
| EMG 102E | Фирма Lambda Physik, ФРГ | KrF* | 250 | 16 | 0,1—100 |
| EMG 201E | То же | XeCl* | 150 | 6—40 | 0,1—100 |
| | | KrF* | 1000 | 16 | 0—25 |
| | | XeCl* | 500 | 6—40 | 0—25 |
| TE 260—2 | Фирма Lumonics, Канада | ArF* | 375 | 10 | 5 |
| TE 860—2 | То же | KrF* | 325 | 10 | 5 |
| | | KrF* | 250 | 12 | 150 |

При накачке электронными пучками преобладает процесс возбуждения:



где М обозначает необходимую для трехчастичной рекомбинации частицу (например, легкий инертный газ аргон).

Для несамостоятельных управляемых электронным пучком или также самостоятельных газовых разрядов основными являются про-



при этом для эффективного образования эксиплексов, т. е. для получения достаточно большого количества возбужденных атомов, необходимо высокое давление газа: $p_{\text{gas}} > (1+3) \cdot 10^5$ Па. Существенным процессом, характеризующим потери излучения в этих лазерах, является УФ-поглощение, которое приводит к фотодиссоциации.

Подобную кинетику имеют галогениды ртути (HgCl , HgBr , HgI). Возбуждение галогенидов ртути осуществляется такими же методами, что и галогенидов инертных газов. Особое значение имеет HgBr -лазер, который генерирует зеленый свет.

2.6.3.5. Гелий-кадмиевый (He-Cd-)лазер. He-Cd-лазер относится к классу лазеров на парах металлов, работает в УФ-области спектра на наиболее короткой генерируемой длине волны ($\lambda = 325$ нм) с выходной мощностью $P \approx 15$ мВт. Лазер изготавливается промышленностью, его срок службы составляет 5000 ч [17].

Излучение лазера используется преимущественно для возбуждения флуоресценции в фундаментальных исследованиях, медицине и биологии.

2.6.4. ГАЗОВЫЕ ЛАЗЕРЫ В ВИДИМОЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ

2.6.4.1. Обзор. Когерентное излучение в видимой области спектра кроме твердотельных лазеров и лазеров на красителях (см. разд. 2.5 и 2.8) могут давать также газовые лазеры. Практическое значение в этой области спектра имеют следующие типы лазеров:

He-Ne-лазер;

ионный лазер на инертных газах (Ar^+ - и Kr^+ -лазеры) [2.27];

лазер на парах металлов (He-Cd^+ -, HeSe^+ - и He-Cu -лазеры) (рис. 2.52) [2.17];

фотодиссоциативный лазер (HgBr -лазер) (см. подраздел 2.6.3.4).

Эти лазеры отличаются следующими характеристиками:

высокой стабильностью частоты (He-Ne-лазер);

высокими мощностями в непрерывном режиме (ионный лазер на инертном газе).

Лазерные переходы — это переходы между электронными уровнями в:

нейтральных атомах* (Ne , Ar , Cu , Pb , Au , Tl и F), причем возбуждение для важнейшего лазера этого типа (He-Ne-лазера) происходит в непрерывном газовом разряде низкого давления при малых токах (суммарное давление газа $P_{\text{Gesamt}} \approx 250$ Па, $p_{\text{He}} : p_{\text{Ne}} = 5 : 1$) путем передачи энергии возбуждения от He к Ne за счет столкновений второго рода. Для других названных нейтральных атомов как компонентов активных сред возбуждение в основном достигается за счет электронных ударов в импульсных сильнотоковых разрядах низкого давления (преимущественно в смесях с He, $p_{\text{Gesamt}} \approx 0,1 \div 10$ Па, $p_{\text{He}} \approx 50$ Па);

ионизированных атомах (Ar , Kr , Xe , Zn , Cd , Hg , In , C , Si , Ge , Sn , Pb , N , P , As , Sb , Bi , O , S , Se , Te , F , Cl , Br , I) преимущественно Ar^+

* Кроме He-Ne- и He-Cu-лазеров на парах металлов лазеры на нейтральных газах в видимой области спектра имеют малое значение.

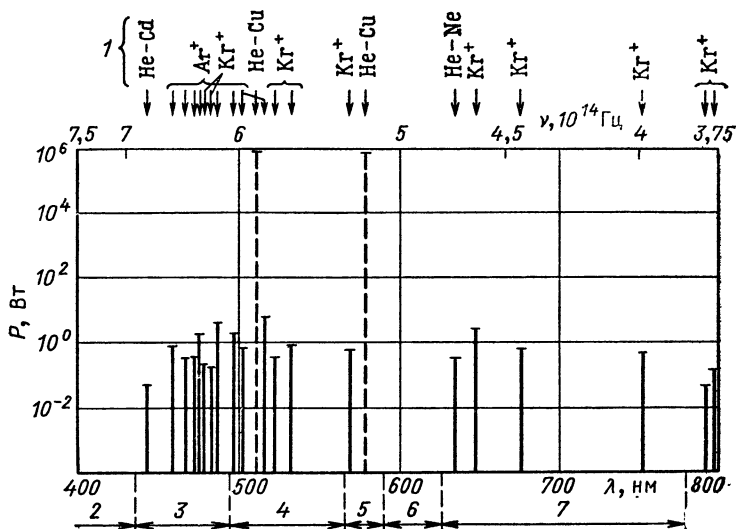


Рис. 2.52. Выходные мощности некоторых газовых лазеров в видимой области спектра:

— — — непрерывный лазер; — — — импульсный лазер; 1 — лазерные среды; 2—7 — диапазоны спектра: причем 2 — фиолетовый; 3 — синий; 4 — зеленый; 5 — желтый; 6 — оранжевый; 7 — красный

и Ar^2 . При этом накачка ионного лазера на инертном газе (Ar^+ , Kr^+ , Xe^+) происходит за счет столкновений электронов в газовых разрядах низкого давления ($p_{\text{Gesamt}} = 1 \div 100$ Па), в то время как накачка лазера на парах металлов происходит путем ионизации с переносом заряда или ионизации Пеннинга в импульсных или непрерывных газовых разрядах (с большими или малыми токами) преимущественно в смеси He ($p_{\text{Gesamt}} \approx 0,1 \div 10$ Па, $p_{\text{He}} \approx 50 \div 10^3$ Па);

нейтральных молекулах (CO , N_2), причем возбуждение происходит в продольных (CO) или поперечных (N_2) импульсных сильноточных разрядах при низком давлении ($p_{\text{Gesamt}} \gtrsim 60$ Па, $j \approx 100$ А/см², длительность импульса накачки $\tau \approx 2$ мкс).

2.6.4.2. Гелий-неоновый (He-Ne)-лазер. He-Ne-лазер может работать в непрерывном режиме в видимой и ИК-областях спектра с выходными мощностями в диапазоне милливатт. Этот лазер отличается небольшими размерами, простой и надежной конструкцией при низкой стоимости. He-Ne-лазер наиболее часто (преимущественно в измерительной технике) используется на практике, причем прежде всего применяется интенсивное, хорошо коллимированное излучение, обусловленное лазерным переходом в видимой области (красный свет с $\lambda = 632,8$ нм), в качестве вспомогательного средства для юстировки для оптических и механических систем, для установления линии визирования и управления по лазерному лучу.

В He-Ne-лазере возможна генерация на многочисленных переходах между электронными уровнями $3s_1 \rightarrow 2p_1$, $3s_1 \rightarrow 3p_1$ и $2s_1 \rightarrow 2p_1$ атома

неона. Интенсивными переходами (рис. 2.53) являются

$$3s_2 \rightarrow 2p_4, \quad \lambda = 0,6328 \text{ мкм};$$

$$2s_2 \rightarrow 2p_4, \quad \lambda = 1,1523 \text{ мкм};$$

$$3s_2 \rightarrow 3p_4, \quad \lambda = 3,3913 \text{ мкм}.$$

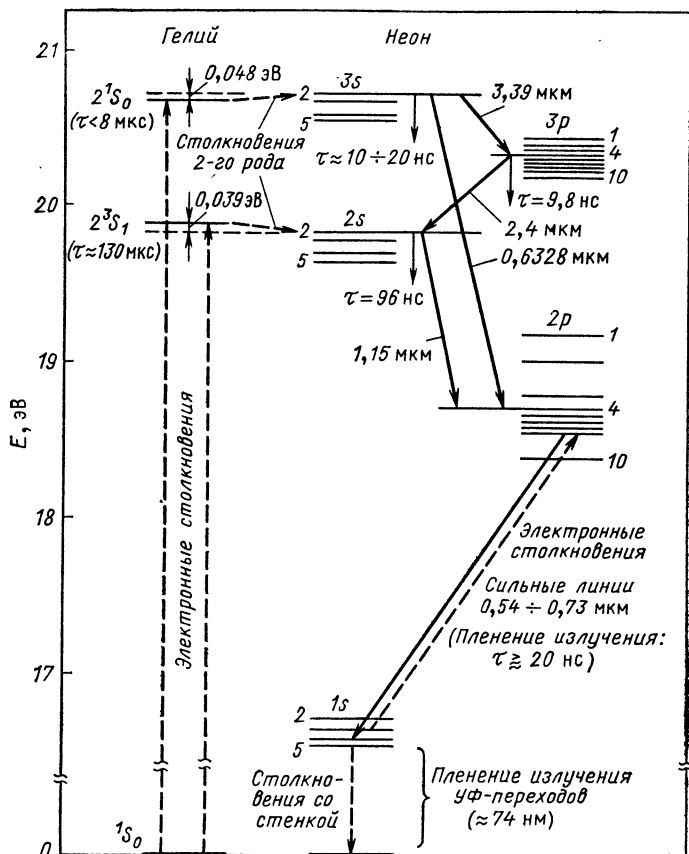


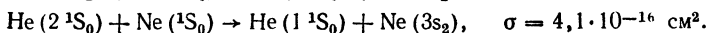
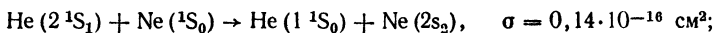
Рис. 2.53. Схема энергетических уровней He-Ne-лазера ($p_a \approx 130$ Па; τ — время релаксации)

Эти переходы связаны друг с другом через общий верхний лазерный уровень (0,6328 и 3,3913 мкм) или общий нижний лазерный уровень (0,6328 и 1,1523 мкм).

Создание инверсии заселенностей происходит в электрическом газовом разряде, причем заселение верхних лазерных уровней ($2s_2$ и $3s_2$) в основном происходит за счет неупругих столкновений (столк-

новений второго рода) с метастабильными атомами He, которые возбуждаются непосредственно за счет столкновений с электронами.

Эффективные поперечные сечения столкновений второго рода для процессов:



Нижнее лазерное состояние $2p_4$ опустошается за счет спонтанного излучения ($\lambda_{\text{спонтан}} = 0,54 \div 0,73$ мкм), причем это состояние при более высоких давлениях газа, очевидно, снова заселяется в результате пленения излучения и столкновений электронов при более высоком значении плотности тока, что приводит к увеличению времени жизни до более 20 нс. Конечный уровень $3p_4$ (для перехода $\lambda = 3,3919$ мкм) опустошается только за счет спонтанного излучения ($\lambda_{\text{спонтан}} = 2 \div 2,4$ мкм) на уровень 1 (на этом уровне кончаются все переходы), рассеяние с уровня 1s происходит в основном в результате столкновений со стенкой. Соответственно этому коэффициент усиления слабого сигнала g сильно зависит от диаметра трубки d . Имеет место соотношение $g \sim d^{-1}$ для $d = 1 \div 5$ мм. Кроме того, усиление слабого сигнала g в значительной степени определяется свойствами газового разряда, давлением газа, соотношением компонентов смеси и плотностью тока. Справедливы следующие соотношения для давлений p_{He} и p_{Ne} :

$$p_{\text{He}} : p_{\text{Ne}} = \begin{cases} 10:1 & \text{для перехода } 2s_i \rightarrow 2p_j; \\ (5-7):1 & \text{для переходов } 3s_2 \rightarrow 3p_j; \\ & 3s_2 \rightarrow 2p_j. \end{cases}$$

Оптимальное давление газа p_G для максимального усиления, вообще говоря, определяется диаметром трубки d : $p_G d \approx 530$. Для соответствующей оптимальной плотности тока J_{opt} имеем $J_{\text{opt}} d^{1/4} \approx 10$ [p_G , Па; d , мм; J_{opt} , мА/см²], причем обычно $J_{\text{opt}} = 0,05 \div 0,5$ А/см².

Связь между оптимальным усилением слабого сигнала g_{opt} и диаметром трубки d (меньше 3 мм) определяется соотношением

$$g_{\text{opt}} d \text{ (мм)} \equiv \begin{cases} 0,24 \text{ м}^{-1} & \text{для } \lambda = 0,6328 \text{ мкм;} \\ 1,24 \text{ м}^{-1} & \text{для } \lambda = 1,1523 \text{ мкм.} \end{cases}$$

Для He-Ne-лазера типичны следующие значения коэффициентов усиления:

$$g \approx 0,5 \text{ м}^{-1} \text{ для } \lambda = 0,6328 \text{ мкм};$$

$$g \approx 4 \text{ м}^{-1} \text{ для } \lambda = 1,1523 \text{ мкм};$$

$$g \approx 100 \text{ м}^{-1} \text{ для } \lambda = 3,3913 \text{ мкм.}$$

Из-за относительно небольшого коэффициента усиления на длине волны $\lambda = 0,6328$ мкм для He-Ne-лазера при более высокой мощности (более 50 мВт) необходимы или дополнительные меры (поглощающая ячейка) для подавления перехода на длине волны $\lambda = 3,3913$ мкм, или большие длины l для разрядной трубки, $l > 1$ м, обычно $l = 10 \div 150$ см (рис. 2.54).

При применении изотопа гелия ^3He из-за более высокой относительной скорости между атомами ^3He и Ne повышается скорость обмена энергией и тем самым усиление на длине волны $\lambda = 0,6328$ мкм на

25 %. Тогда длину разрядного промежутка можно уменьшить до $l \approx 5$ см.

Свойства излучения He-Ne-лазера (табл. 2.25) типичны для газового лазера и характеризуются большой длиной когерентности, хорошим качеством пучка, эффектом «выжигания дырок» и лэмбовским провалом (см. подраздел 2.1.4.1). При возбуждении многих мод резо-

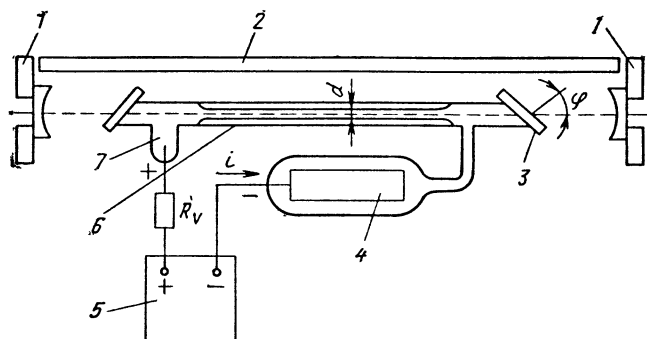


Рис. 2.54. Схематическое изображение конструкции He-Ne-лазера:
1 — юстируемая оправа зеркала; 2 — проставка (инвар); 3 — окно, установленное под углом Брюстера; 4 — катод; 5 — источник питания (несколько киловольт; 5–20 мА); 6 — разрядный стекляннный капилляр; 7 — анод

Т а б л и ц а 2.25. Физико-технические параметры He-Ne-лазера

| Параметр | Значение |
|--|---|
| Длина волны, мкм | 0,5435; 0,6328; 1,1523; 3,3913 |
| Режим работы | Непрерывный |
| Выходная мощность, мВт | 0,5–50 |
| Газовая смесь | $p_{\text{He}} \cdot p_{\text{Ne}} = (5:7):1$ |
| Давление газа, Па | 270 |
| Диаметр лазерного пучка, мм | 2 |
| Расходимость пучка, мрад | 0,5 |
| КПД, % | 0,1 |
| Срок службы отпаянной лазерной трубки, ч | $(4-20) \cdot 10^3$ |

натора происходит равномерное (почти) уменьшение кривой (неоднородной) усиления. При достаточно широкополосных лазерных зеркалах He-Ne-лазер может генерировать одновременно на нескольких длинах волн. Генерацию на более слабых лазерных переходах (например, $\lambda = 0,5940; 0,6118; 0,7305$ мкм и др.) можно получить только с помощью частотно-селективных элементов в резонаторе. В He-Ne-лазере до сих пор была достигнута самая высокая стабильность частоты $\nu/\Delta\nu = 10^{14} \div 10^{15}$. Отсюда следует возможность применения He-Ne-лазера

в качестве стандарта частоты. Этот тип лазера используется преимущественно в качестве вспомогательного средства для юстировки, измерения длин, в интерферометрии, для измерения скорости, измерения профилей поверхностей и шероховатостей, голографии, оптической обработки данных и при исследованиях процессов рассеяния света.

He-Ne-лазеры уже давно выпускаются промышленностью (табл. 2.26).

Т а б л и ц а 2.26. Физико-технические параметры коммерческих непрерывных He-Ne-лазеров (в режиме ТЕМ₀₀-моды)

| Тип | Изготовитель | Мощность, мВт | Диаметр пучка, мм | Примечания |
|---------------|----------------------------|---------------|-------------------|--|
| HN 25 | Carl Zeiss, Йена, ГДР | >2 | 0,5 | Юстировочный лазер
Одночастотный лазер
стабильность ± 75 МГц/сут (без регулировки) |
| HNA 188—S | | >50 | 1,6 | |
| 119 Stabilite | Фирма Spectra Physics, США | 0,1 | 0,1 | |

2.6.4.3. **Ионный лазер на инертном газе.** Ионные лазеры на инертном газе [33] — мощные непрерывные лазеры в видимой области спектра с выходной мощностью 0,5—20 Вт. Они генерируют лазерное излучение на многочисленных длинах волн от УФ- до ближней ИК-области спектра. КПД ионных лазеров достигает примерно 0,1 %. Большое значение имеют ионный аргоновый лазер, ионный криптоновый лазер, а также лазер на смеси газов с аргоновым и криптоновым наполнением. Эти лазеры применяются в качестве источника света накачки для лазеров на красителях, в голографии, измерительной технике, при обработке данных и записи в память, телевизионной технике (дисплей), диагностике плазмы, в медицине и обработке материалов.

Лазерное излучение возникает при переходах между возбужденными уровнями однократно или многократно ионизованных атомов инертного газа, преимущественно однократно ионизованных ионов аргона (Ar^+) и ионов криптона (Kr^+). Верхний лазерный уровень представляет электронное состояние группы 4p, нижний лазерный уровень — электронное состояние группы 4s (рис. 2.55).

Заселение верхнего лазерного уровня происходит за счет:

электронного удара из основного состояния нейтрального атома при импульсном возбуждении с высокой напряженностью поля $E/p \approx 4 \div 8$ В/(см·Па), мощность импульса лазерного излучения пропорциональна плотности тока; типичные параметры — суммарное давление $p_{\text{Gesamt}} \leq 7$ Па, диаметр трубки $d \approx 5$ мм, сила тока $I \geq 100 \div 200$ А;

двухступенчатых электронных столкновений в сильноточном дуговом разряде при низком давлении ($I \approx 100 \div 1000$ А/см², $p_{\text{Gesamt}} \approx 70$ Па, $d \approx 2,5$ мм) в непрерывном режиме.

При первом электронном ударе образуются ионы инертного газа в основном состоянии, которые в результате второго электронного удара непосредственно возбуждаются на верхний лазерный уровень.

Опустошение нижнего лазерного уровня происходит за счет спонтанного излучения ($\lambda \approx 72$ нм). При достаточно высоких плотностях тока возбуждение нижнего лазерного уровня может происходить за счет электронных столкновений, что обуславливает эффективно большее время жизни этого уровня.

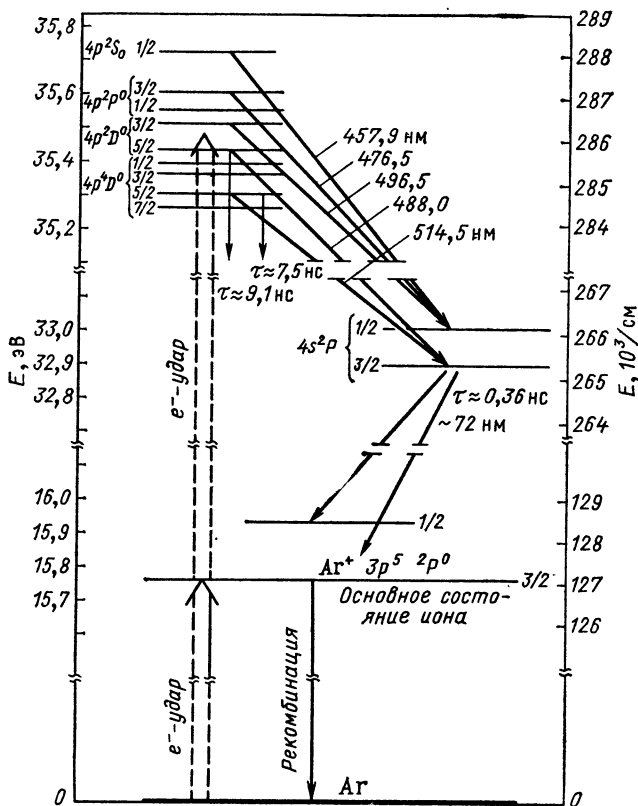


Рис. 2.55. Схема энергетических уровней аргонного ионного лазера (непрерывного) (τ — время релаксации)

Инверсная заселенность и тем самым коэффициент усиления и выходная мощность при непрерывном возбуждении увеличиваются квадратично с плотностью тока: $P \propto J^2$.

Максимальная плотность тока J составляет примерно несколько 10^3 А/см^2 ; она ограничена допустимой нагрузкой на разрядную трубку. Материалы стенок разрядной трубки должны обладать высокой теплопроводностью и стойкостью к распылению при воздействии ионов

(пригодными материалами являются графит, BeO). Оптимальной является сегментированная конструкция разрядного канала из дисков из вольфрама внутри керамической трубки.

Особенности конструкции заключаются в следующем (рис. 2.56): наличие трубки для обратной подачи газа, через которую газ может поступать обратно к катоду; это необходимо при непрерывном режиме потому, что электроны передают большую часть своего аксиального

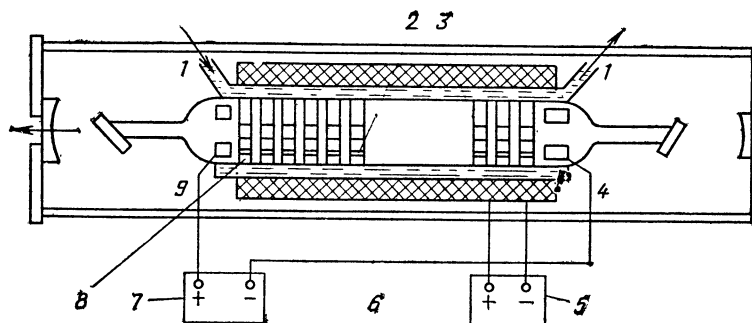


Рис. 2.56. Схематическое изображение устройства ионного аргонового лазера:

1 — охлаждающая вода (дистиллированная); 2 — обводной канал; 3 — газоразрядный канал; 4 — катод; 5 — источник тока для создания магнитного поля; 6 — электромагнитная катушка; 7 — источник тока для разряда; 8 — диски из графита или BeO (сегментированный лазер); 9 — анод

Т а б л и ц а 2.27. Физико-технические параметры ионных лазеров на инертном газе

| Параметр | Ar^+ -лазер | Kr^+ -лазер | $\text{Ar}^+ + \text{Kr}^+$ -лазер |
|------------------------|---------------------------------|---------------------------------|---|
| Диапазон длин волн, нм | 454,5—528,7,
10 линий | 406,7—799,3,
13 линий | 400—800,
5 линий |
| Мощность, Вт | 0,5—20 | 0,5—20 | 0,1—2 |
| Наполнение газа | Ar , 100 % | Kr , 100 % | $P_{\text{Ar}} : P_{\text{Kr}} = 1 : 3$ |
| Давление газа, Па | 1,3—130 | 1,3—130 | 1,3—130 |
| Режим работы | Непрерывный | Непрерывный | Непрерывный |
| Накачка | Дуговой разряд постоянного тока | Дуговой разряд постоянного тока | Дуговой разряд постоянного тока |
| Разрядный ток, А | (25—40)*
(200—300)** | (25—40)*
(200—300)* | (25—40)*
(200—300)** |
| Диаметр трубки, мм | — | 1—10 | — |
| КПД, % | — | 0,1 | — |

* Для малых диаметров.

** Для больших диаметров.

импульса атомам нейтрального газа, которые дрейфуют в направлении анода и обуславливают, таким образом, заметную разность давлений в пространстве между анодом и катодом;

аксиальное магнитное поле образуется с помощью катушки вокруг разрядной трубки, $H \approx (2,4 \div 8) \cdot 10^4$ А/м, при этом повышается эффективность накачки за счет снижения нагрузки на стенку.

Излучение непрерывного ионного лазера на инертном газе (табл. 2.27 и 2.28) характеризуется рядом интенсивных линий, которые трудно разделить с помощью частотно-селективных элементов.

Т а б л и ц а 2.28. Физико-технические параметры коммерческих ионных лазеров на инертном газе

| Тип | Изготовитель | Газ | Мощность, Вт | Диаметр пучка, мм |
|-------------|-------------------------------------|-----|--------------|-------------------|
| ILA 120 | } Комбинат НП Carl Zeiss, Йена, ГДР | Ar | 3 | 1,5 |
| ILK 120 | | Kr | 0,6 | 1,5 |
| ILA 190 | | Ar | 10 | 1,5 |
| Innova 90—5 | } Фирма Coherent, США | Ar | 5 | 1,2 |
| CR—300K | | Kr | 2 | 1,6 |
| 171—19 | } Фирма Spectra Physics, США | Ar | 20,5 | 1,58 |
| 165—01 | | Kr | 1,5 | 1,25 |

Особенности модовой структуры (для случая ионного аргонового лазера): лазерные переходы сильно неоднородно и однородно уширены, а также характеризуются эффектом Доплера (доплеровская ширина $\delta\nu_D \approx 3,5$ ГГц), дрейфом ионов (благодаря этому профиль усиления расщепляется на две доплеровские кривые с интервалом $\Delta\nu_i \approx 500$ МГц; скорость дрейфа ионов $v_i \approx 10^2$ м/с); большой однородной шириной линии, $\delta\nu_n = 460 \div 800$ МГц, обусловленной штарковским уширением вследствие высокой плотности электронов, $n_e \approx 10^{14}$ см³, естественная ширина линии $\delta\nu_n = 460$ МГц;

при межмодовом интервале $\Delta\nu_m = 125$ МГц (длина резонатора 120 см) много мод усиливается одновременно, что обуславливает сильную конкуренцию мод и приводит к сильным флуктуациям амплитуды поля излучения. Вблизи порога возможен устойчивый одномодовый, а также двухмодовый режимы.

Модуляция ионного лазера возможна с помощью:

savity — dumping (разгрузки резонатора) ($P_{imp} \sim 10 \div 50$ Вт, длительность импульса $\tau_p \approx 15$ нс);

синхронизации мод ($P_{imp} \approx 100$ Вт, $\tau_p \approx 200$ нс, интервал между импульсами составляет примерно 7 нс);

комбинированной синхронизации мод с разгрузкой резонатора ($\tau_p \approx 0,5$ нс, частота следования импульсов: одиночный импульс до нескольких МГц).

2.6.4.4. Лазеры на парах металлов. Лазеры на парах металлов [17] генерируют на большом числе волн в видимой области спектра. Непрерывно работающие лазеры на парах металлов (важнейшими лазерами этого типа являются He-Cd- и He-Se-лазеры) по своим энергетическим параметрам в основном соответствуют He-Ne-лазеру. Часть

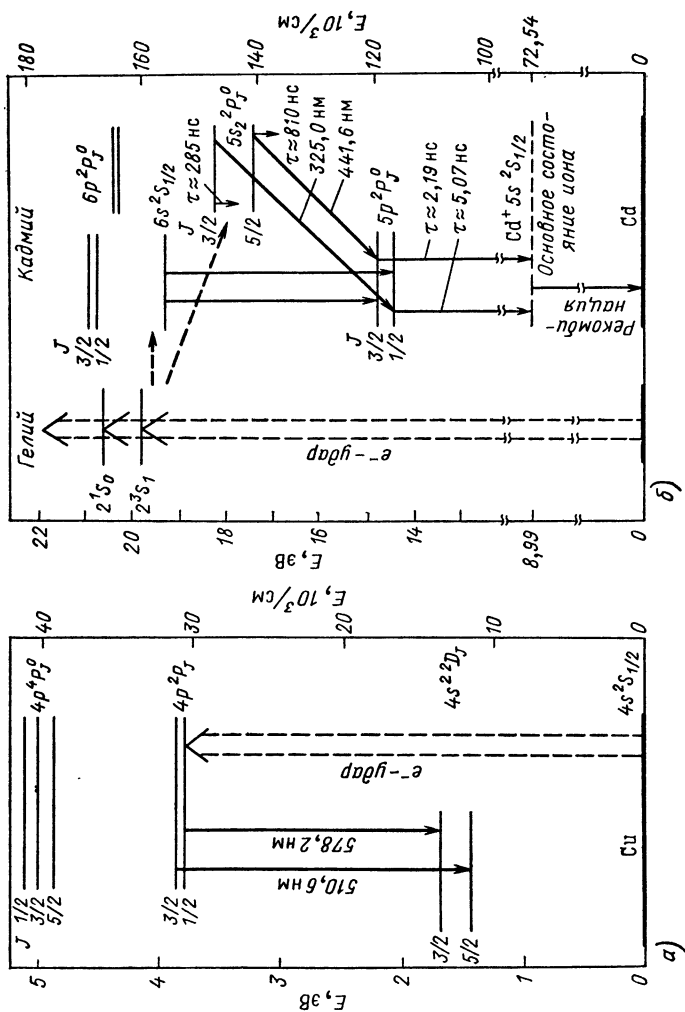


Рис. 2.57. Схема энергетических уровней He-Cu-лазера (а) и He-Cd⁺-лазера (б) (τ — время релаксации)

лазеров на парах металлов работает только в импульсном режиме — важнейшим представителем этого класса лазеров является He-Cu-лазер. Длительность лазерного импульса составляет несколько 100 нс, а импульсная мощность не превышает 500 кВт.

Лазеры на парах металлов применяются в репродукционной технике, проекционной микроскопии, при обработке материалов, в голографии, при возбуждении излучения флуоресценции в спектроскопии, в качестве контрольного света для медицинских целей, а также в качестве источника света накачки для лазеров на красителях.

Лазерные переходы — это переходы между электронными уровнями в нейтральных или ионизованных парах (рис. 2.57). Возбуждение паров металла происходит в непрерывном или импульсном газовом разряде, к которому для поддержания разряда добавляется в большом избытке He в качестве буферного газа. Пар металлов образуется (рис. 2.58) за счет испарения чистого материала, $T \approx 1800 \div 2300$ К для

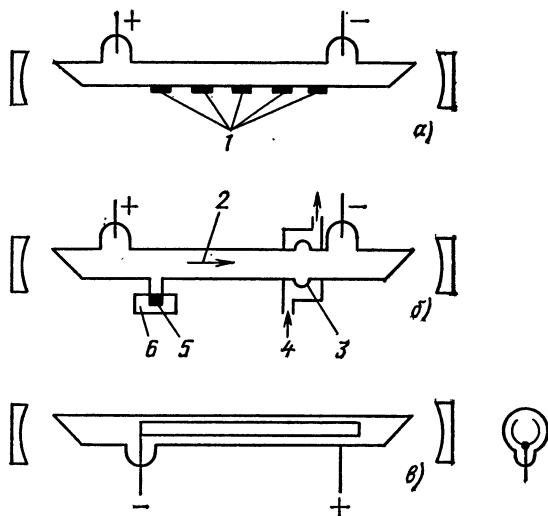


Рис. 2.58. Схематическое изображение конструкции лазера на парах металла:

а — с несколькими источниками паров металла; б — перенос паров металла с помощью катодов; в — разряд в полном катоде с зазором; 1 — запасы металла; 2 — поток паров металла от анода к катоду; 3 — конденсатор; 4 — охлаждающее вещество; 5 — металл; 6 — нагреватель

Cu, диссоциации металлических соединений (галогениды, оксиды, органические соединения), $T \approx 700 \div 800$ К, однако при этом КПД получается низким.

Давление гелия должно быть достаточно высоким, а разрядная трубка должна находиться при одинаковой температуре, чтобы избежать конденсации пара металла на окнах трубки, установленных под углом Брюстера.

Создание инверсии заселенностей в разряде происходит тогда непосредственно путем:

возбуждения электронным ударом, что типично для нейтрального атома металлов Cu, Pb, Au, Ca, Sr, Mn; нижний лазерный уровень является метастабильным, так что генерация лазера обрывается после заселения этого уровня, длительность импульса составляет 5—50 нс;

соударений второго рода с возбужденными атомами He, при этом атом металла ионизируется и одновременно возбуждается (ионизация

Т а б л и ц а 2.29. Физико-технические параметры лазеров на парах металлов

| Параметр | He-Cd ⁺ -лазер | He-Se ⁺ -лазер | He-Cu-лазер |
|----------------------------------|---|--|--|
| Длина волны, нм | 325,0; 442,0 | 460—653,
20 линий | 510,6; 578,2 |
| Режим работы | Непрерывный | Непрерывный | Импульсный |
| Мощность, мВт | 1—15, 10—50 | 0,1—10 | (5—70)·10 ³ |
| Импульсная мощность, кВт | — | — | 100—500 |
| Длительность импульса, нс | — | — | 10—500 |
| Частота повторения импульсов, Гц | — | — | 10 ³ —10 ⁵ |
| КПД, % | 0,1 | 0,1 | 1 |
| Давление газа, Па | $P_{\text{He}}=450$,
$P_{\text{Cd}}=0,1 \div 1$ | $P_{\text{He}}=500$,
$P_{\text{Se}}=0,05 \div 5$ | $P_{\text{He}}=100 \div 200$,
$P_{\text{Cu}}=10$ |
| Охлаждение | Воздух | Вода | Вода |

Пеннинга), см. рис. 2.57 (типичный случай для He-Cd, He-Zn, He-Sr, He-Sn, He-Pb, доминирующий процесс слаботочных и тлеющих разрядов постоянного тока), или возбуждение происходит путем перезарядки в сильноточных разрядах постоянного тока и в импульсных разрядах (типичный случай для He-Se, He-I, He-Te).

Важнейшими лазерами на парах металлов, которые накачиваются за счет соударений второго рода, являются He-Cd- и He-Se-лазеры, в то время как He-Cu-лазер является представителем класса лазеров с возбуждением электронным ударом (табл. 2.29 и 2.30).

Т а б л и ц а 2.30. Физико-технические параметры коммерческих лазеров на парах металлов (режим TEM₀₀-моды)

| Тип | Изготовитель | Лазерная среда | Длина волны, нм | Средняя мощность, мВт | Диаметр пучка, мм |
|-----------------------|---|---|---------------------------|------------------------|-------------------|
| 4050uv
2003
751 | Фирма Liconix, США
Фирма Geotek, США
Фирма Plasma Kinetics, США | He—Cd ⁺
He—Se ⁺
He—Cu | 325
460—653
510—578 | 15
0,1—10
70 000 | 1,1
1,5
79 |

2.6.5. ГАЗОВЫЕ ЛАЗЕРЫ В ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА [28, 33]

2.6.5.1. Обзор. Важнейшими когерентными источниками излучения в ИК-области спектра являются газовые лазеры (включая химический лазер, $\lambda_{\max}=1965$ мкм), лазеры на неодимовом стекле и Nd-ИАГ-лазеры ($\lambda=1,06$ мкм) (см. разд. 2.5 и 2.5.5), полупроводниковые лазеры ($0,65$ мкм $< \lambda < 32$ мкм, см. разд. 2.7), лазеры на центрах окраски ($\lambda=2,2+2,9$ мкм), а также источники излучения, основанные на методах нелинейной оптики (см. разд. 3.2). Газовые лазеры характеризуются наряду с уже указанными в подразделе 2.6.3.1 свойствами прежде всего незначительными ширинами линий и ограниченной возможностью перестройки при высокой мощности (рис. 2.59).

Вынужденное излучение в ИК-области спектра можно получить на переходах между:

электронными уровнями атомов в ближней ИК-области спектра (например, He-Ne-лазер и I-лазер);

колебательно-вращательными уровнями молекул в основном электронном состоянии в средней и дальней ИК-областях спектра (например, HF-, HBr-, CO- и CO₂-лазеры, а также H₂O-, HCN- и SO₂-лазеры); вращательными уровнями в основном электронном состоянии в дальней ИК-области спектра (например, HF- и CH₃F-лазеры).

Создание необходимой инверсии населенностей между состояниями происходит путем:

электрического возбуждения в непрерывных разрядах при низком давлении ($p_{\text{Gas}} \approx 50 \div 100$ Па, $I \approx 5 \div 50$ мА/см²) или импульсных разрядах при высоком давлении ($p_{\text{Gas}} \approx 10^5 \div 10^6$ Па, время возбуждения не более 1 мкс за счет прямого возбуждения, процессов передачи энергии и каскадных процессов, при этом создание заселенностей при электрическом возбуждении за счет внутримолекулярной релаксации возможно только у молекул с тремя или менее атомами;

оптической накачки в результате непосредственного поглощения или процессов передачи энергии, причем в качестве источников излучения исключительно рассматриваются непрерывные (CO₂-лазер низкого давления) или импульсные лазеры (TEA-лазер на CO₂); оптическая накачка особенно целесообразна для молекулярных газовых лазеров в дальней ИК-области спектра и молекулярных газовых лазеров при высоком давлении ($p_{\text{Gas}} > 10^5$ Па);

фотодиссоциации (I-лазер);

химического возбуждения, при образовании молекул или диссоциации возбужденных молекул во время химической реакции возникают молекулы или атомы, заселенности энергетических (лазерных) уровней которых инвертированы [2.34] (например HF-, DF-лазеры).

2.6.5.2. Лазер на оксиде углерода (CO-лазер). CO-лазер является высокомоощным ИК-лазером в диапазоне длин волн 5—6 мкм, работающим в непрерывном или импульсном режимах с очень высоким КПД: $\eta=40 \div 50$ %. Однако эффективный режим работы требует охлаждения газа до температуры $T \leq 100$ К, так что его применение в настоящее время ограничено по сравнению с CO₂-лазером (см. подраздел 2.6.5.3), несмотря на сравнимые энергетические характеристики, из-за технических соображений. В настоящее время CO-лазер применяется в спектроскопии. Над его дальнейшим совершенствованием работают во многих лабораториях различных стран [2.35].

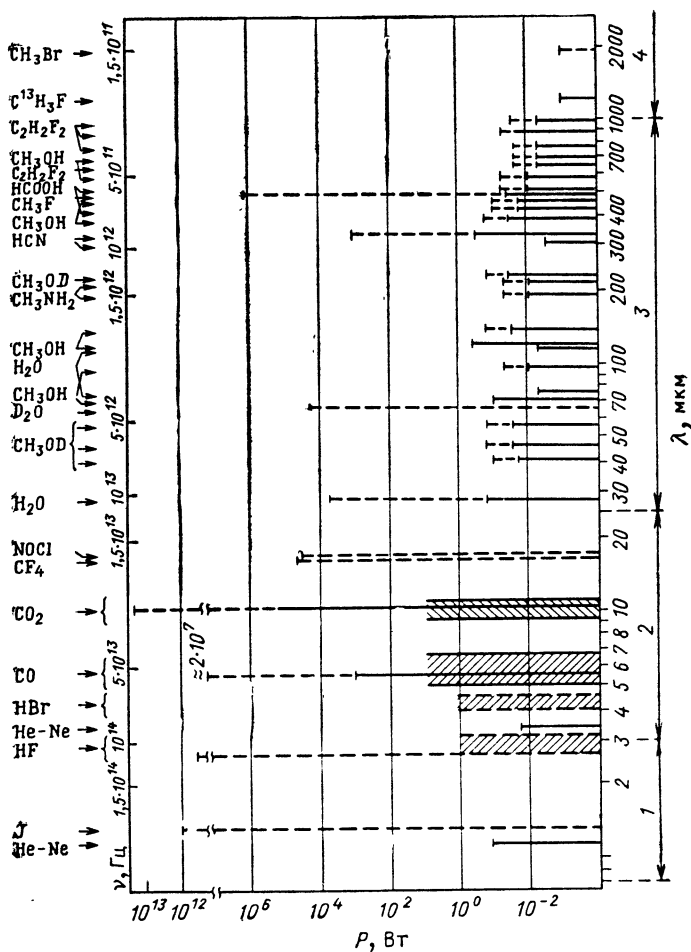


Рис. 2.59. Выходные мощности для различных газовых лазеров в ИК-области спектра:

— непрерывный режим; — — — импульсный режим; 1 — ближний ИК-диапазон; 2 — средний ИК-диапазон; 3 — дальний ИК-диапазон (ДИК-диапазон); 4 — микроволны

Лазерное излучение реализуется на многих линиях, соответствующих переходам между колебательно-вращательными уровнями, которые принадлежат соседним колебательным состояниям: $v_j \rightarrow v_{j-1}$, где $j \approx 3 \div 37$ (рис. 2.60). При этом переходы образуют каскад, так что нижний лазерный уровень для первого лазерного перехода одновременно является верхним лазерным уровнем следующего за ним лазерного пе-

рехода. Переход колебательной энергии в кинетическую энергию (тепло) у СО в противоположность другим двухатомным молекулам (HF, HBr, NO) происходит очень медленно. Поэтому квантовый выход у СО-лазера достигает почти 100 %.

Создание инверсии заселенностей происходит в электрическом разряде благодаря возбуждению нижнего колебательного уровня СО

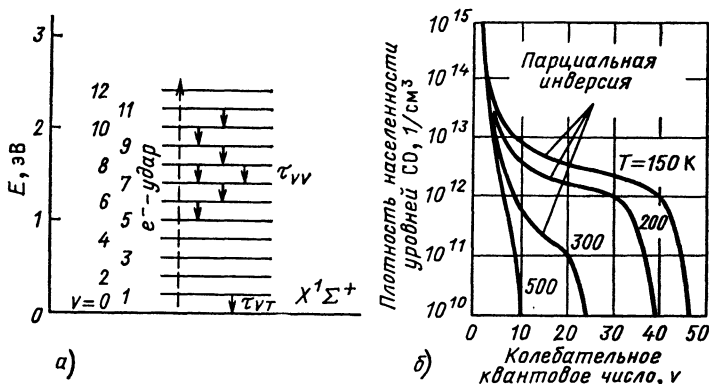


Рис. 2.60. Схема энергетических уровней СО-лазера (а) и заселенности колебательных уровней (б)

электронным ударом с последующим перераспределением колебательной энергии вследствие неупругих соударений между молекулами СО.

Таким образом, на нижних колебательных уровнях устанавливается почти больцмановское распределение, отклонение от которого возрастает на более высоких уровнях из-за ангармоничности колебаний (и создает, следовательно, инверсную заселенность — и тем больше, чем ниже температура, см. рис. 2.60). Поэтому только при охлаждении газа (до температуры $T \approx 100 \text{ K}$), которое также необходимо для непрерывного режима, можно достигнуть известного высокого КПД СО-лазера (табл. 2.31).

Необходимые низкие температуры газа достигаются путем:

охлаждения всей лазерной системы при стационарном наполнении газа;

охлаждения газа в проточных системах, причем разрядная система сохраняется при комнатной температуре среды (скорость газа меньше скорости звука); в настоящее время проектируются лазеры со сверхзвуковым потоком с непрерывной мощностью больше 10 кВт или импульсной энергией в несколько килоджоулей.

Применяются буферные газы (Не служит для более интенсивного охлаждения газа, N_2 уменьшает среднюю энергию электронов).

2.6.5.3. Лазер на углекислом газе (СО₂-лазер). СО₂-лазер [16, 17] работает в средней ИК-области спектра (примерно 10 мкм) в непрерывном и импульсном режимах. Это один из важнейших типов лазеров. С помощью СО₂-лазеров достигается максимальная непрерывная мощность лазерного излучения (больше 100 кВт). Достижимы энергии в импульсе как у твердотельных лазеров (свыше 10 кДж), однако при

Т а б л и ц а 2.31. Физико-технические параметры СО- и СО₂-лазеров

| Параметр | СО-лазер | | СО ₂ -лазер | |
|----------------------------------|---|-----------------------|--|-----------------------------------|
| | Непрерывный | Импульсный (ТЕА) | Непрерывный | Импульсный |
| Длина волны, мкм | 4,9—6,6 | | 9—11, 300 линий, преимущественно 10,6 | |
| Мощность, Вт | 10—1000 | — | 1—10 ⁵ | 100—10 ¹² |
| Энергия в импульсе, Дж | — | 1—1000 | — | 0,1—10 ³ |
| Длительность импульса, мкс | — | 50 | — | 10 ⁻⁴ —10 ⁵ |
| Частота повторения импульсов, Гц | — | (1—2)·10 ³ | — | (1—2)·10 ³ |
| КПД, % | 40 | 40—50 | 5—30 | 5—30 |
| Смесь газов | He, СО, О ₂ , СО, N ₂ | | 10 % СО ₂ , 10 % N ₂ , 80 % He | |
| Давление газа, Па | 10 ³ | 2·10 ⁴ | 10 ³ —10 ⁴ | 10 ⁴ —10 ⁶ |
| Охлаждение | Жидкий азот или охлаждение газа | | Охлаждение стенки, быстрый газообмен | |
| Температура охладителя, К | 80—270 | 100—300 | | |

Т а б л и ц а 2.32. Режимы работы СО₂-лазера с высокой средней мощностью

| Газоснабжение | Скорость газа, м/с | Давление газа, Па | Выходная мощность, кВт | Охлаждение за счет |
|-------------------------------|--------------------|----------------------------------|------------------------|--------------------|
| Стационарное | — | 10 ³ | ≤0,1 | Диффузии |
| Медленная продольная прокачка | 5 | 10 ³ | 0,05—0,5 | » |
| Быстрая продольная прокачка | 500 | 4·10 ³ | 0,5—5 | Конвекции |
| Быстрая поперечная прокачка | 30—150 | (0,3—3)·10 ⁴ | 1—100 | » |
| Газодинамический принцип | 1300 | 10 ⁴ —10 ⁶ | >100 | » |

Т а б л и ц а 2.33. Физико-технические параметры коммерческих непрерывных СО₂-лазеров

| Тип | Изготовитель | Выходная мощность, Вт | Диаметр пучка, мм | Длина резонатора, м | Примечания |
|--------|---------------------------|-----------------------|-------------------|---------------------|-------------------|
| SM 400 | НП ФЕНА, Галле, ГДР | 400 | 12 | 10,8 | ТЕМ ₀₀ |
| 130 | Фирма Photon Sources, США | 75 | 15 | 2 | Импульсный лазер |

| Тип | Изготовитель | Выходная мощность, Вт | Диаметр пучка, мм | Длина резонатора, м | Примечания |
|-------------------|---|-----------------------|-------------------|---------------------|--|
| Everlase 525 PL 3 | Фирма Coherent, США | 200—600 | | | TEM ₀₀ |
| | Фирма Edinburgh Instruments, Великобритания | 20 | 6 | 1,78 | С решеткой, перестраиваемый от 9,2 до 10,9 мкм |
| 975 | Фирма Spectra Physics, США | 5000 | 45 | 5,4 | Прокачка газа |

более высокой частоте следования импульсов. Его высокий КПД (больше 20 %) превышает КПД почти всех других лазеров (табл. 2.32). По КПД CO₂-лазер уступает только СО- и HF-лазерам.

В CO₂-лазере получены самые малые (для газовых лазеров) длительности импульсов (менее 30 пс). При непрерывном режиме с выходной мощностью в несколько ватт достигается стабильность частоты $\Delta\nu/\nu \approx 10^{-13}$, лучше которой достигнута стабильность частоты He-Ne-лазера, но при мощности только нескольких десятков микроватт. Кроме того, длина волны лежит в одном из наиболее прозрачных окон в атмосфере.

CO₂-лазер — это наиболее часто применяемый промышленный технологический лазер (табл. 2.33 и 2.34). Он применяется для микрооб-

Таблица 2.34. Физические параметры коммерческих импульсных TEA CO₂-лазеров

| Тип | Изготовитель | Энергия в импульсе, Дж | Пиковая мощность, мВт | Длительность импульса, нс |
|-----------|------------------------|------------------------|-----------------------|---------------------------|
| TEA—103—2 | Фирма Lumonics, Канада | 15 | 50 | $(45-1,5) \cdot 10^4$ |
| TEA—624 | То же | 2000 | 13 200 | 60 |
| DD—300 | Фирма Gen—Тес, Канада | 1 | 2 | 125 |

работки материала, улучшения поверхности, превращения вещества (лазерная химия, разделение изотопов, очистка материала), в спектроскопии, лазерной хирургии и в управляемом лазерном термоядерном синтезе.

Молекула CO₂ представляет собой линейную молекулу с тремя основными типами колебаний. Лазерное излучение на длине волны примерно 10 мкм возникает при переходах между колебательно-вращательными уровнями в основном электронном состоянии Σ_g^+ с антисимметричного валентного колебательного уровня (00°1) на симметричный валентный колебательный уровень (10°0) или на деформационный

столкновений с колебательно-возбужденными молекулами N_2 (в качестве дополнительного газа) или также с молекулами CO и N_2O :

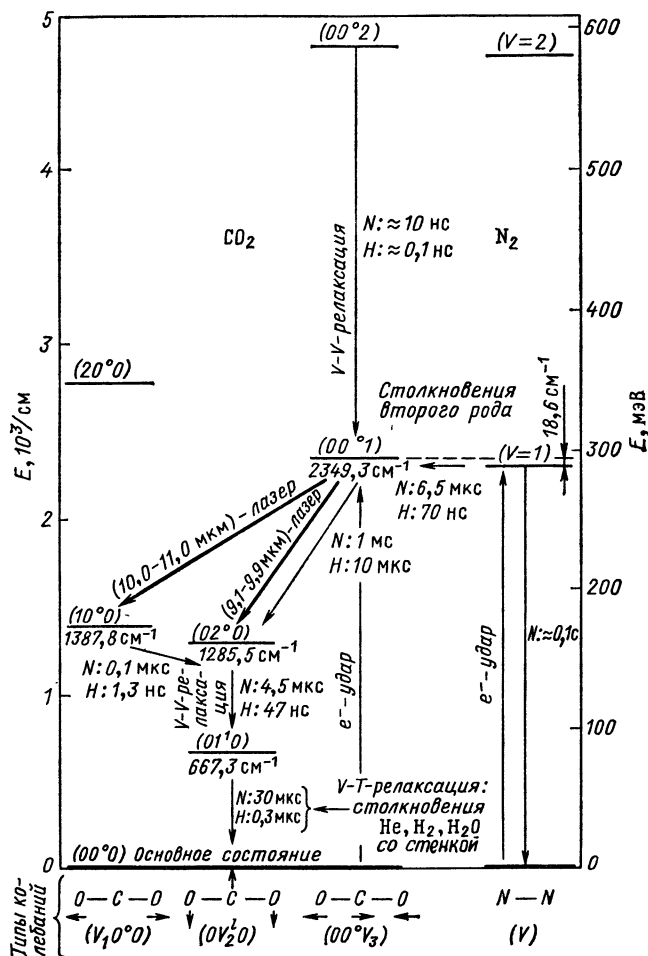


Рис. 2.61. Схема энергетических уровней CO_2 -лазера с указанием времен релаксации [N — лазер низкого давления ($p_0 \approx 10^3$ Па); Н — лазер высокого давления ($p \approx 10^5$ Па); CO_2 ; N_2 ; $\text{He} = 1 : 1 : 8$]

оптической накачки (на длине волны накачки $\lambda_p \approx 4,3$ мкм); химических реакций (непрерывный DF-CO₂-лазер).

Опустошение нижнего лазерного уровня (10°0) или (02°0) очень быстро происходит вследствие колебательно-колебательного (V—V) обмена, так что молекула попадает в нижнее колебательное состояние (010), причем выравнивание заселенностей между лазерными уровнями (10°0) и (02°0) происходит в течение 10^{-9} — 10^{-8} с благодаря резонансу Ферми. Опустошение колебательного состояния (01'0) происходит на несколько порядков медленнее по сравнению с указанным V—V обменом, так что необходимы дополнительные компоненты в активной среде для достижения быстрого опустошения уровня (01'0) и тем самым создания достаточной инверсии заселенностей. Оптимальными компонентами являются гелий, водород и водяной пар. Соответственно этому используется газовый разряд со смесью из CO₂, N₂ и He (отношения парциальных давлений $p_{\text{CO}_2} : p_{\text{N}_2} : p_{\text{He}} = 1 : 1 : 8$).

К уменьшению инверсии заселенностей и тем самым также усилению приводит:

диссоциация молекул CO₂ с образованием молекул CO; 50—80 % молекул распадается в течение 0,1—1 с;

повышение температуры газа, что приводит к более высокому тепловому заселению нижнего лазерного уровня и ускорению столкновительной релаксации верхнего лазерного уровня.

Для поддержания небольших потерь применяют соответствующие катализаторы (Pt, H₂, H₂O), которые уменьшают скорость диссоциации, проточные системы (скорость газа $v_{\text{газ}}$ составляет несколько метров в секунду), в которых газ обновляется на входе в разрядную трубку, а также охлаждение газа (максимальная температура достигает 650—700 К).

Специальные лазеры на углекислом газе. CO₂-лазер с непрерывным возбуждением (рис. 2.62). Возбуждение происходит в электрическом разряде постоянного и переменного тока. Для объема газа V максимально отбираемая мощность лазерного излучения P_L равна:

$$P_{L\text{max}} \approx h\nu_L V N_{\text{CO}_2} / \tau_R,$$

где N_{CO_2} — плотность молекул CO₂ на верхнем лазерном уровне; τ_R — время, в течение которого отводятся тепловые потери (примерно 70—80 % P_L); $h\nu_L = 1,88 \cdot 10^{-20}$ Дж — энергия фотона CO₂-лазера.

Способы охлаждения для CO₂-лазера (см. табл. 2.31):

диффузионное охлаждение, причем теплоотвод осуществляется за счет теплопроводности на стенки разрядной трубки, которая охлаждается водой или маслом; для максимально возможной мощности P_{max} для CO₂-лазера с диффузионным охлаждением справедливо соотношение $P_{\text{max}} \approx (50 \div 80) L_e$, где P выражается в ваттах, а длина разрядного промежутка L_e — в метрах, она не зависит от диаметра трубки d ; мощность лазерного излучения не повышается с увеличением давления газа ($p_G \approx 1,5 \cdot 10^3$ Па);

конвективное охлаждение, при этом тепловые потери отводятся за счет быстрой прокачки газа, в разрядную трубку поступает холодный газ.

Лазеры этого типа называются быстропроточными [12]. Для непрерывного возбуждения справедливо следующее:

максимальное давление $p_{\max} \approx 4 \cdot 10^4$ Па;
 максимальная выходная мощность $P_{\max} \approx 70$ кВт;
 типичная выходная мощность $P \approx 1 \div 25$ кВт.

Конструктивные особенности:

многопроходный резонатор; для мощности больше 100 Вт применяются, как правило, многопроходные резонаторы, чтобы иметь малую

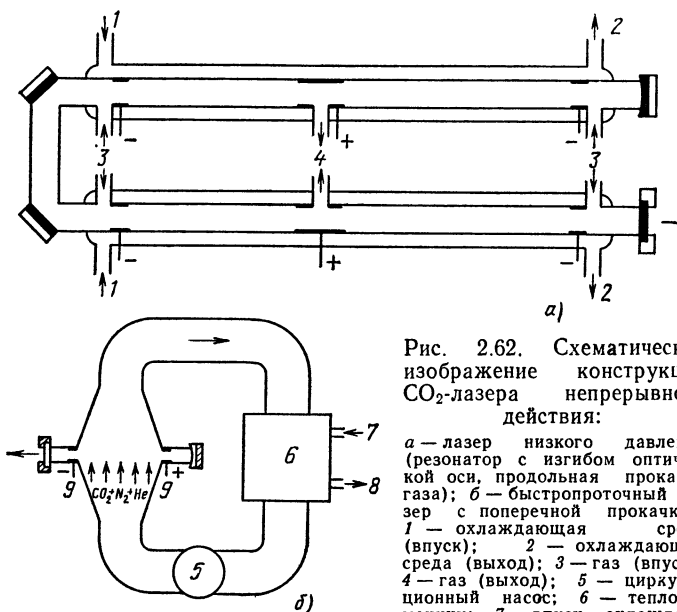


Рис. 2.62. Схематическое изображение конструкции СО₂-лазера непрерывного действия:

а — лазер низкого давления (резонатор с изгибом оптической оси, продольная прокачка газа); б — быстропоточный лазер с поперечной прокачкой; 1 — охлаждающая среда (впуск); 2 — охлаждающая среда (выход); 3 — газ (впуск); 4 — газ (выход); 5 — циркуляционный насос; 6 — теплообменник; 7 — впуск охлаждающей воды; 8 — выход охлаждающей воды; 9 — электроды газоразряда

длину трубки; расположение разрядных трубок осуществляют параллельно (наиболее часто применяемая форма) или «зигзагообразно»;

быстропоточный лазер с замкнутым контуром для газа; преимущество такого лазера состоит в незначительном расходе газа;

к контуру добавляется незначительное количество свежего газа, тепло отводится с помощью системы охлаждения;

восстановление гелия. СО₂-лазеры без замкнутого контура для газа имеют высокий расход гелия (для лазера мощностью 200 Вт расход гелия составляет 200 л/ч при нормальном давлении); регенерация гелия целесообразна из экономических соображений.

Импульсный СО₂-лазер. В лазере этого типа осуществляется импульсное возбуждение с ограниченной частотой следования импульсов $\nu_F \approx 1 \div 10^3$ Гц. Для максимальной средней мощности $\bar{P}_{L\max}$ или энергии импульса E_L справедливы зависимости

$$\bar{P}_{L\max} \propto N_{\text{CO}_2}^2; \quad E_L = h\nu N_{\text{CO}_2}.$$

Об импульсном режиме работы с помощью модуляции добротности резонатора или синхронизации мод (mode — locking) см. 2.10.1. Наиболее важным типом импульсного CO_2 -лазера является ТЕА лазер на CO_2 (transversely excited atmospheric pressure) с поперечным электрическим возбуждением (табл. 2.35), в котором давление газа равно атмосфер-

Т а б л и ц а 2.35. Физико-технические параметры ТЕА CO_2 -лазера с предварительной ионизацией

| Параметр | Лазер с двойным разрядом | Электроионизационный/
фотоионизационный лазер |
|---|--------------------------|--|
| Плотность энергии,
Дж/л | 20 | 20—50 |
| Плотность электрической
энергии возбуждения,
Дж/л | 200 | 600 |
| КПД, % | 10—20 | 20 |
| Сечение разряда, см^2 | 25 | 1000 |
| Давление газа, Па | 10^5 | $10^5 - 10^6$ |

ному давлению (примерно 10^5 Па). Разрядная трубка в конструктивном исполнении является особенно простой, возбуждение разряда происходит в поперечном направлении к оптической оси (рис. 2.63). Для этого типа лазера существенным является получение однородного, сильного разряда, причем время возбуждения τ_A должно быть меньше, чем время жизни τ_2 верхнего лазерного уровня. Для $p_G \approx 10^5$ Па имеем $\tau_2 \approx 10$ мкс, $\tau_A \leq 1$ мкс. Для выполнения этого условия разработаны различные способы возбуждения:

система с короткими импульсами возбуждения: $\tau_A \leq 50$ нс; разряд может не переходить в дуговой режим и оставаться однородным, применяется до $p_G \approx 10^6$ Па;

системы двойного разряда; предусматривается дополнительный короткий разряд между вспомогательным и основным электродами, который создает плазменный фон, необходимый для равномерного зажигания основного разряда; равномерное распределение напряженности поля достигается специальным профилем для основных электродов (профиль Роговского или Бруса);

система с внешней ионизацией активной среды с помощью релятивистских электронов (энергия 0,3—1 мэВ) или фотоионизации УФ-излучением скользящего разряда.

Преимущество: создание носителей заряда (ионизация) и накачка импульсных CO_2 -лазеров разделены, так что возможны более низкие энергии электронов, необходимые для более эффективного возбуждения. Тем самым можно оптимальным образом выбирать напряженности поля в основном разряде.

ТЕ-лазер на CO_2 высокого давления. При давлениях газа $p_G \geq 6 \cdot 10^5$ Па происходит перекрытие отдельных колебательно-вращательных линий молекул CO_2 , так что образуется широкая непрерывная полоса усиления (рис. 2.64). Это дает возможность непрерывной перестройки длин волн в интервале от 9 до 11 мкм, а также генерацию импульсов пикосекундной длительности.

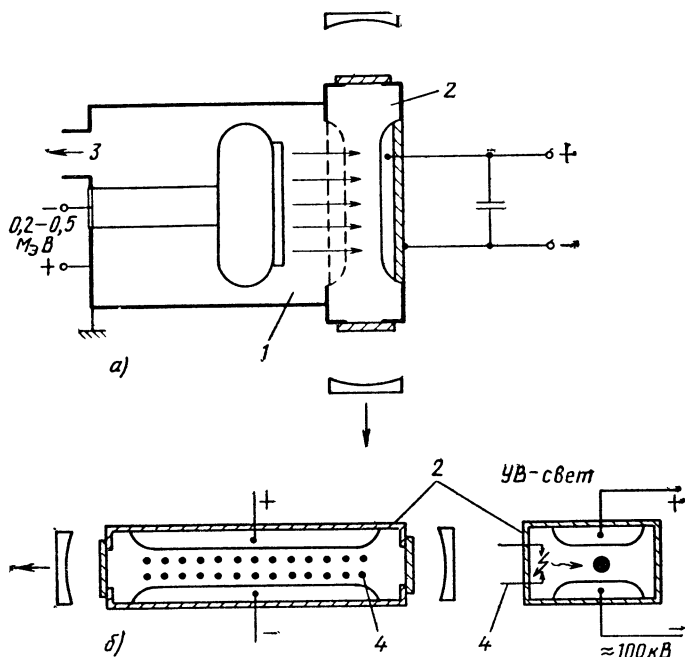


Рис. 2.63. Схематическое изображение конструкции импульсного CO_2 -лазера:

а — ТЭА-лазер с поперечным газовым разрядом, стабилизированным электронным пучком; б — ТЭА-лазер с фотопредыонизацией; 1 — источник электронного пучка с холодным катодом; 2 — ТЭА-разрядная кювета высокого давления; 3 — подключение для вакуумного насоса; 4 — искровые промежутки

Волноводный CO_2 -лазер. В этом типе лазеров разрядная трубка выполнена в виде капиллярной трубки ($d \approx 1 \div 2$ мм, $l \approx 30$ см), в которой происходит непрерывное или импульсное (ТЭА-) возбуждение. Капиллярная трубка одновременно действует в качестве волновода. Благодаря этому возможно получение высокого усиления при компактной конструкции с малыми размерами. Промышленные волноводные лазеры имеют большой срок службы и дают непрерывную выходную мощность больше 40 Вт.

Газодинамический CO_2 -лазер. Газодинамические лазеры принадлежат к классу мощных, непрерывно работающих лазеров (мощность больше 100 кВт).

Инверсия заселенностей образуется благодаря тому, что смесь газов (CO_2 , N_2 , H_2O) с высокой температурой (1400 К) и большим давлением (1,7 МПа) вытекает через сверхзвуковое сопло с большой скоростью (больше 4 М). Поскольку нижний лазерный уровень CO_2 релаксирует существенно быстрее, чем верхний, в направлении потока образуется инверсия заселенностей. Недостатком газодинамического CO_2 -лазера является высокий расход газа — примерно 14 кг/с при $P_L = 60$ кВт.

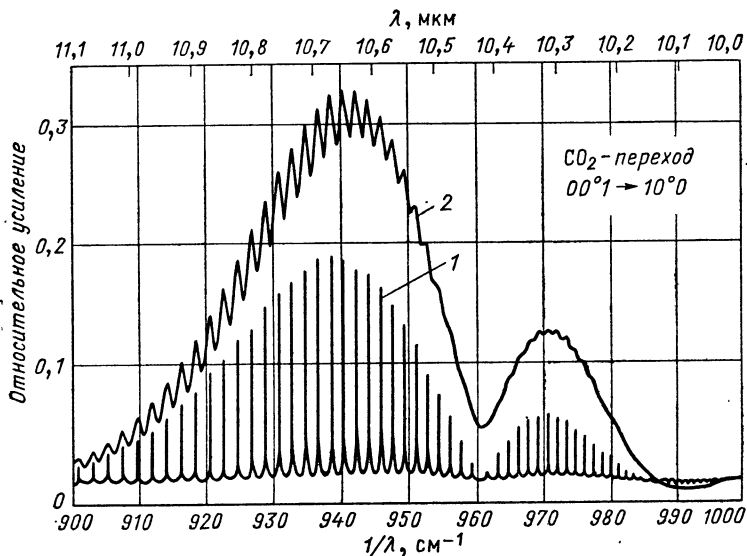


Рис. 2.64. Зависимость усиления g в CO_2 от длины волны λ при высоком давлении:

1 — давление CO_2 $p_G = 10^5$ Па; 2 — давление CO_2 $p_G = 10^6$ Па; $N_{001}/N_{100} = 1,1$ [47]

2.6.5.4. Лазеры в дальней ИК-области спектра (ДИК-лазеры). Эти лазеры работают в непрерывном или импульсном режимах на более чем 500 дискретных длинах волн в диапазоне от 25 мкм до 2 мм. Однако большая часть этих волн из-за незначительной выходной мощности и трудности их генерации представляет только научный интерес. Мощные ДИК-лазеры имеют выходные мощности от 10 до 400 мВт в непрерывном режиме и более 1 мВт в импульсном режиме (табл. 2.36) [38, 39].

Самая большая длина волны, которая получена до сих пор, достигает $\lambda = 1,96534$ мм. Она получается в CH_3Br -лазере (мощность в импульсе $P_L = 1$ мВт, накачка происходит импульсным CO_2 -лазером, мощность накачки $P_p \approx 100$ Вт, $\tau_p = 150$ мкс, частота следования импульсов $\nu_F = 120$ Гц). ДИК-лазеры применяются для диагностики плазмы, в спектроскопии твердого тела (электронный резонанс), при разделении изотопов и в технике дистанционного зондирования атмосферы, измерениях частоты (сопоставление оптических частот с частотой цезиевого стандарта), радиоастрономии, а также при обработке изображений и контроле в дальней ИК-области. В ДИК-лазерах лазерные переходы имеют место между колебательно-вращательными уровнями и вращательными уровнями различных молекул, причем возбуждение происходит в газовом разряде (NH_3 , H_2O , H_2S , SO_2 и HCN) или оптической накачкой с помощью CO_2 -лазера (для CH_3F , CH_3OH , HCOOH , NH_3 , D_2O).

Создание инверсии заселенностей в электрическом тлеющем разря-

Т а б л и ц а 2.36. Физико-технические параметры лазеров, работающих в дальнем инфракрасном диапазоне

| Параметр | H ₂ O-лазер | D ₂ O-лазер | CH ₃ OH-лазер | HCN-лазер | CH ₃ F-лазер |
|--------------------------------------|---------------------------------|------------------------|--------------------------|---|-------------------------|
| Длина волны, мкм | 28 | 66 | 111,8 | 337 | 496 |
| Режим работы | Непрерывный или импульсный | | | | |
| Мощность (в непрерывном режиме), мВт | 100 | — | 400 | 100 | 40 |
| Импульсная мощность, кВт | 5 | 17 | — | 1 | 500—1000 |
| Длительность импульса, мкс | — | 2,5 | — | — | 0,04 |
| КПД, % | — | 0,7 | 0,7 | — | 0,06 |
| Смесь газов | He:H ₂ O=
=1:0,14 | D ₂ O | CH ₃ OH | CH ₃ :N ₂ =
=1:1 | CH ₃ F |
| Давление газа, Па | 350 | 270 | — | 100—500 | 130 |
| Метод возбуждения | Электрический | Оптический | Оптический | Электрический | Оптический |

де основано на внутримолекулярных селективных релаксационных процессах, после того как в разряде были заселены все вращательные уровни колебательного состояния. Достижимая инверсия заселенностей и тем самым усиление незначительны. Интенсивная электрическая накачка приводит к диссоциации молекул. Инверсии заселенностей у молекул больше чем с тремя атомами получить еще не удалось.

Высокую эффективность, напротив, позволяет получить оптическая накачка. Возбуждение происходит селективно, можно достигнуть высокой инверсии заселенностей и, следовательно, высокого усиления.

Для максимально достигаемой мощности лазерного излучения $P_{L\max}$ при заданной мощности накачки P_p имеем

$$P_{L\max} = (\lambda_p / \lambda_L) P_p / 2. \quad (2.113)$$

Пример. $\lambda_L = 100$ мкм; $\lambda_p = 10$ мкм; $P_p = 20$ Вт, тогда получаем $P_{L\max} = 1$ Вт.

Однако экспериментально достигается только примерно 1 % этого значения.

Оптическая накачка с помощью CO₂-лазера позволяет осуществить в 26 различных молекулах возбуждение больше 500 различных переходов (см. табл. 2.18).

Конструкция ДИК-лазеров отличается применением (рис. 2.65) резонаторов Фабри-Перо (при электрическом возбуждении), диэлектрических и металлических волноводных резонаторов (при оптической накачке), комбинированных резонаторов при использовании лазера накачки (при оптической накачке), резонаторов зигзагообразной формы (при оптической накачке).

Для вывода излучения из резонатора используются зеркало с отверстиями для вывода излучения, металлическая сетка (медная решет-

на длине волны $\lambda_L = 496$ мкм (рис. 2.66). В этой области спектра на CH_3F -лазере достигнута максимальная до сих пор мощность в импульсе (с дополнительным усилением): $P_L \approx 1$ МВт, длительность импульса $\tau_{\text{имп}} \approx 40$ нс, ширина полосы частот $\delta\nu \approx 30$ МГц. Для накачки применяется импульсный ТЕА-лазер на CO_2 с энергией накачки $E_p =$

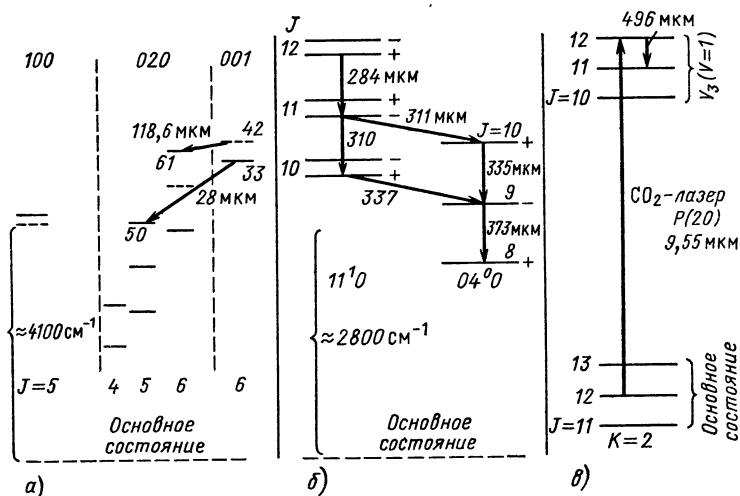


Рис. 2.66. Схема энергетических уровней некоторых ДИК-лазеров: а — H_2O ; б — HCN ; в — CH_3F

$= 17$ Дж (длительность импульса накачки $\tau_{\text{имп}} = 80$ нс). ДИК-лазеры с такой мощностью в импульсе применяются для диагностики плазмы, в частности, на установках типа токамак.

2.6.6. СВОЙСТВА ИЗЛУЧЕНИЯ ГАЗОВЫХ ЛАЗЕРОВ

По сравнению с твердотельным лазером газовый лазер благодаря лучшей однородности активной среды и более узкой ширине линии имеет более высокие параметры излучения относительно длины когерентности, стабильности интенсивности излучения, расходимости пучка и однородности по поперечному сечению.

Спектральные свойства лазерного излучения в основном определяются сильным неоднородным (доплеровским) уширением (см. подраздел 2.1.4.1). При этом изменение доплеровской ширины в зависимости от длины волны равно:

$$\begin{aligned} \delta\nu_D &\approx 50 \text{ МГц для } \lambda = 10,6 \text{ мкм (CO}_2\text{-лазер);} \\ \delta\nu_D &\approx 1,5 \text{ ГГц для } \lambda = 0,633 \text{ мкм (He-Ne-лазер);} \\ \delta\nu_D &\approx 3,5 \text{ ГГц для } \lambda = 0,448 \text{ мкм (Ag}^+\text{-лазер).} \end{aligned}$$

Неоднородное уширение приводит к тому, что газовый лазер без дополнительных мер (частотно-селективные элементы внутри резонатора, маленькая длина резонатора) излучает на большом числе частот собственных мод, и в результате образуется спектрально относительно широкая линия.

Естественная (однородная) ширина линии активной среды лазера лежит в диапазоне от 5 до 500 МГц, однако в зависимости от типа газового разряда в результате столкновений или под действием электрических полей (штарковское уширение при высокой плотности электронов примерно 10^{14} см^{-3} в Ag^+ -лазере) однородная ширина линии может быть сильно уширена ($\delta\nu_h \approx 100 \div 800 \text{ МГц}$).

Из-за большого неоднородного уширения линии (у важнейших газовых лазеров — He-Ne -, Ag^+ -лазеры) может снижаться инверсия заселенностей только у атомных групп, участвующих в процессе генерации лазера, что приводит к образованию провалов, лежащих симметрично относительно атомной частоты ν_0 (рис. 2.67), при этом ши-

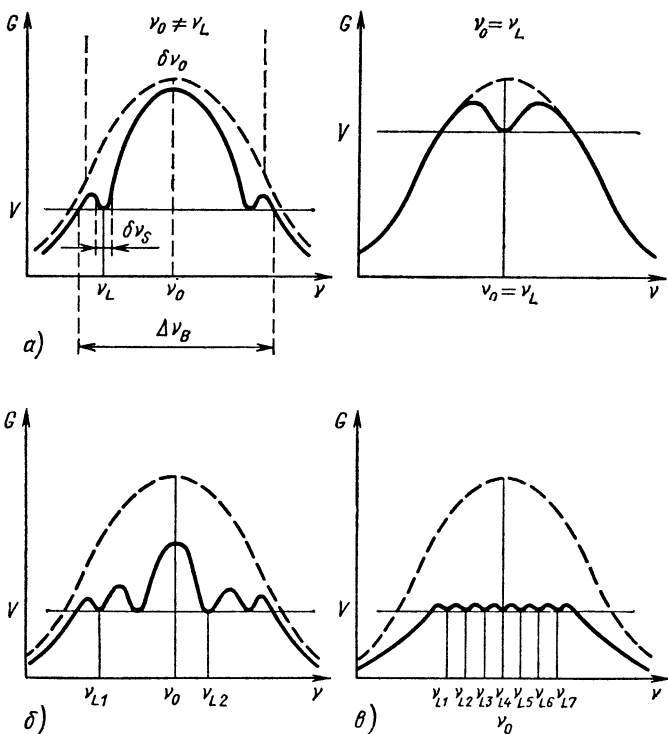


Рис. 2.67. Снижение спектральной кривой усиления для газового лазера для одномодового (а), двухмодового (б) и многомодового (в) возбуждения (ν_{Li} , $i=1, 2, 3, \dots$ — частота лазерного излучения; $\Delta\nu_s$ — однородная ширина линии; $\Delta\nu_B$ — неоднородная ширина линии; ν_0 — центральная частота)

рина провалов определяется однородной шириной линии. При перестройке частоты это приводит к уменьшению мощности лазерного излучения в центре доплеровской линии (лэмбовский провал).

Одномодовый режим работы лазера может быть достигнут наря-

ду с применением частотно-селективных элементов с помощью коротких резонаторов (для He-Ne-лазера $L \approx 10$ см) и работы лазера вблизи порога.

При увеличении однородной ширины в газовых лазерах может происходить заметная конкуренция мод, что может оказывать существенное влияние на спектральные свойства. Типичным примером является ионный аргоновый лазер с $\delta\nu_D \approx 3,5$ ГГц и $\delta\nu_h = 500 \div 800$ МГц. Для этого случая имеет место:

устойчивый двухмодовый режим работы вблизи порога (межмодовый интервал составляет 500—900 МГц);

возбуждение большого числа мод (примерно 20) при работе выше порога, что из-за эффектов конкуренции приводит к сильным флуктуациям интенсивности лазерного излучения.

Излучение данного лазера, определяемое используемой активной средой, происходит на фиксированной длине волны. Возможны перестройка частоты лазерного излучения в пределах доплеровской кри-вой $\delta\nu_D \approx 4$ ГГц (путем изменения длины резонатора), а также дополнительная перестройка с помощью эффекта Зеемана, $\Delta\nu_Z \approx 2 \cdot 10^{11}$ Гц (с помощью сверхпроводящего магнита).

2.7. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ

2.7.1. ВВЕДЕНИЕ

Полупроводниковые лазеры испускают в УФ-, видимом или ИК-диапазонах (0,32—32 мкм) когерентное излучение; в качестве активной среды применяются полупроводниковые кристаллы.

Полупроводниковые лазеры теоретически предсказаны в 1959 г., а в 1962 г. впервые реализован инжекционный лазер на основе GaAs. В настоящее время известно свыше 40 пригодных для лазеров различных полупроводниковых материалов. Накачка активной среды может осуществляться электронными пучками или оптическим излучением (0,32—16 мкм), в p — n -переходе полупроводникового материала электрическим током от приложенного внешнего напряжения (инжекция носителей заряда, 0,57—32 мкм).

Инжекционные лазеры отличаются от всех других типов лазеров следующими характеристиками:

высоким КПД по мощности (выше 10 %);

простотой возбуждения (непосредственное преобразование электрической энергии в когерентное излучение — как в непрерывном, так и в импульсном режимах работы);

возможностью прямой модуляции электрическим током до ГГц-диапазона (до 10^{10} Гц);

крайне небольшими размерами (длина менее 0,5 мм; ширина не более 0,4 мм; высота не более 0,1 мм);

низким напряжением накачки;

механической надежности;

большим сроком службы (до 10^7 ч).

Изменяя состав активной среды (например, тройных или четверных соединений типа $Al_{1-x}B_xV$), можно варьировать за счет изменения ширины запрещенной зоны E_g длину волны излучения в относительно широком интервале:

$$\lambda = hc/E_d = 1237/E_d \cdot \left| \frac{\lambda E_g}{\text{нм эВ}} \right|, \quad (2.114)$$

Таблица 2.37. Материалы полупроводниковых лазеров и их длины волн генерации (x, y обозначают процентную долю элемента в твердых растворах)

| Соединение | Основной материал | Длина волны генерации, мкм | Метод возбуждения | | | |
|--|----------------------------|----------------------------|-------------------|-------------------|----------|----------------------|
| | | | оптический | электронный пучок | инжекция | электрический пробой |
| Бинарные соединения
$A_{III}B_V$ | GaN | 0,36 | x | | | |
| | GaAs | 0,82—0,92 | x | x | x | x |
| | GaSb | 1,5—1,8 | x | x | x | |
| | InP | 0,89—0,91 | x | | x | x |
| | InAs | 3,0—3,2 | x | x | x | |
| | InSb | 4,8—5,3 | x | x | x | |
| Тройные соединения
$A_{III}B_V$ | $Ga_xIn_{1-x}P$ | 0,56—0,9 | x | | x | |
| | $Ga_xIn_{1-x}As$ | 0,9—3,2 | x | x | x | |
| | GaP_xAs_{1-x} | 0,63—0,9 | x | x | x | |
| | $GaAs_xSb_{1-x}$ | 0,9—1,8 | | x | x | |
| | $Al_xGa_{1-x}As$ | 0,62—0,9 | x | x | x | |
| | $Al_xGa_{1-x}Sb$ | 1,1—1,8 | | x | x | |
| | InP_xAs_{1-x} | 0,9—3,2 | | | x | |
| | $InAs_xSb_{1-x}$ | 3,1—5,3 | | | x | |
| Четверные соединения
$A_{III}B_V$ | $Al_xCa_{1-x}P_yAs_{1-y}$ | 0,62—0,90 | | | x | |
| | $Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$ | 0,62—1,80 | | | x | |
| | $In_xGa_{1-x}P_yAs_{1-y}$ | 0,58—3,0 | | | x | |
| Бинарные соединения
$A_{IV}B_{VI}$ | PbS | 4,3 | | x | x | |
| | PbSe | 8,5 | | x | x | |
| | PbTe | 6,5 | | x | x | |
| Тройное соединение типа $A_{IV}B_{VI}$ | PbS_xSe_{1-x} | 4,3—8,5 | x | x | x | |
| Тройные соединения типа $(A_{II}, A_{IV})B_{VI}$ | $Pb_xCd_{1-x}S$ | 0,5—4,1 | | | x | |
| | $Pb_xGe_{1-x}Te$ | 4,4—6,5 | | | x | |
| | $Pb_xSn_{1-x}Se$ | 8—32 | | x | x | |
| | $Pb_xSn_{1-x}Te$ | 6,5—32 | x | x | x | |
| Бинарные соединения
$A_{II}B_{VI}$ | ZnO | 0,37—0,38 | x | x | | |
| | ZnS | 0,32—0,33 | x | x | | |
| | ZnSe | 0,46 | | x | | x |
| | ZnTe | 0,53 | | x | | |
| | CdS | 0,49—0,53 | x | x | | x |
| | CdSe | 0,69 | x | x | | x |
| | CdTe | 0,78—0,79 | | x | | |

Продолжение табл. 2.37

| Соединение | Основной материал | Длина волны генерации, мкм | Метод возбуждения | | | |
|---------------------------------------|-------------------|----------------------------|-------------------|-------------------|----------|----------------------|
| | | | Оптический | Электронный пучок | Инжекция | Электрической пробой |
| Тройные соединения
$A_{III}B_{VI}$ | $Zn_xCd_{1-x}S$ | 0,33—0,49 | x | | | |
| | CdS_xSe_{1-x} | 0,5—0,69 | x | x | | x |
| | $Cd_xHg_{1-x}Te$ | 0,50—4,1 | x | | | |
| A_{VI} | Te | 3,7 | | x | | |
| $A_{III}B_{VI}$ | GaSe | 0,59—0,60 | x | x | | |
| | InSe | 0,97 | | x | | |
| $A_{III(2)}B_{VI}$ | In_2Se | 1,6 | | x | | |
| $A_{II(2)}B_{V(3)}$ | Cd_2P_3 | 2,12 | x | | | |
| $A_{II}B_{IV}C_{V(2)}$ | $CdSiAs_2$ | 0,77 | | x | | |
| | $CdSnP_2$ | 1,01 | | x | | |
| $A_I B_{III} C_{VI(2)}$ | $AgGaS_2$ | 0,462 | x | | | |
| | $CuGaS_2$ | 0,50 | x | | | |
| | $AgGaSe_2$ | 0,698 | x | | | |
| | $CuInS_2$ | 0,817 | x | | | |

где h — постоянная Планка: $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с; c — скорость света в вакууме $c \approx 3 \cdot 10^8$ м/с.

Меньшую перестройку длины волны в данном материале можно осуществлять за счет:

изменения температуры (0,2 нм на 1 К в пределах $4 K \leq T \leq 300 K$); гидростатического давления (0,84—0,76 мкм для 0—14 Па) (более сильное изменение при излучении в дальней ИК-области спектра, например, для PbSe при 77 К для 0—14·10⁸ Па диапазон составляет 17—22 мкм);

применения решетки в качестве дисперсионного элемента во внешнем резонаторе (на 2—3 %, например у инжекционного GaAs-лазера при температуре 300 К);

применения неаксиального сжатия в магнитном поле (также около 2—3 %).

Изготовление полупроводниковых лазеров требует высокоразвитой технологии.

Основными областями применения полупроводниковых инжекционных лазеров на базе соединения типа $A_{III}B_V$ являются:

передача информации по световодному кабелю (волоконно-оптические линии связи, управление и контроль процессов, обработка данных, вычислительная техника);

приборостроение [системы записи и воспроизведения звука, видеодиски, лазерное печатающее устройство, измерение расстояний, инфравизоры (приборы ночного видения), голография, инфракрасные проекторы и т. д.].

Вследствие малых размеров этот тип лазеров является идеальным активным элементом в интегральных оптических схемах («интегральной оптике»). Полупроводниковые инжекционные лазеры на основе соединений $A_{IV}B_{VI}$ или соединений $(A_{II}, A_{IV})B_{VI}$ (соли свинца) применяются в спектроскопии.

В табл. 2.37 приведены обзор полупроводниковых материалов, используемых в качестве активных сред, а также применяемые методы накачки.

2.7.2. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

2.7.2.1. **Активные среды.** Вынужденное излучение — это рекомбинационное излучение в p — n -переходе полупроводникового диода. Соответствующими основными материалами являются (табл. 2.37):

соединения типа $A_{III}B_V$;

соединения типа $A_{IV}B_{VI}$ или $(A_{II}A_{IV})B_{VI}$;

соединения типа $A_{II}B_{VI}$;

полупроводник типа A_{VI} ;

соединения типа $A_{III}B_{VI}$ или $A_{III(2)}B_{VI}$;

соединения типа $A_{II(2)}B_{V(3)}$;

соединения типа $A_{II}B_{IV}C_{V(2)}$;

соединения типа $A_IB_{III}C_{VI(2)}$.

Индексы I—VI обозначают соответствующие основные группы в Периодической системе элементов Д. И. Менделеева.

Для создания гетероструктур необходимы не только подходящие активные полупроводниковые материалы, но и материалы с идентичными кристаллографическими параметрами, однако требуются при этом более широкозонные полупроводниковые материалы для пассивных слоев (см. подраздел 2.7.2.3). В эти непроводящие полупроводниковые материалы вводятся элементы, которые или отдают электроны (доноры), или связывают их (акцепторы). Благодаря такому легированию возникает электронный полупроводник (n -типа, в зоне проводимости находятся электроны, отдаваемые донорами) или дырочный полупроводник (полупроводник p -типа). В валентной зоне не достает связанных с акцепторами электронов. Эти дырки проводимости ведут себя как «положительно заряженные электроны», т. е. при приложении напряжения они движутся от плюса к минусу (дырочная электропроводность).

К донорам относятся Si, Sn, Te, S, Ge, а к акцепторам — Ge, Zn, Cd, Mg, Be, Si, Li.

Концентрации легирующей примеси в области от 10^{10} до 10^{14} см $^{-3}$ дают слаболегированные полупроводники, в области от 10^{14} до 10^{19} см $^{-3}$ — сильнолегированные полупроводники. Для полупроводни-

кового инжекционного лазера необходимы сильные легирования (от 10^{17} до единиц 10^{18} см $^{-3}$).

Соединение полупроводника n - и p -типов образует p - n (полупроводниковый)-диод — основной элемент полупроводникового (инжекционного) лазера. Схема энергетических уровней (структура зон) характеризуется потенциальным барьером, который вызывается различным распределением зарядов в полупроводнике n - и p -типов (рис. 2.68).

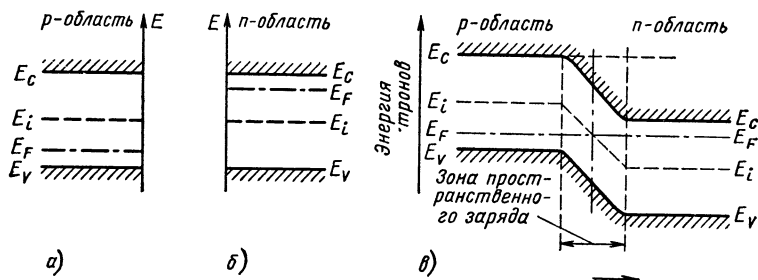


Рис. 2.68. Зонная модель p - n -перехода:

a — полупроводник p типа в термодинамическом равновесии; b — полупроводник n -типа в термодинамическом равновесии; $в$ — p - n -переход в термодинамическом равновесии; E_C — энергия для зоны проводимости; E_V — энергия верхней границы валентной зоны; E — энергия; E_F — энергия уровня Ферми; E_i — уровень Ферми в собственном полупроводнике

В непосредственной близости от области перехода избыточные электроны могут рекомбинировать с дырками с испусканием излучения (спонтанное рекомбинационное излучение). Частота испускаемого излучения определяется шириной запрещенной зоны ΔE (рис. 2.68). Как показывает табл. 2.37, ширина запрещенной зоны в различных полупроводниковых материалах изменяется в относительно широких границах, благодаря чему становится возможной генерация излучения в широкой спектральной области.

2.7.2.2. Накачка. Рекомбинационные процессы в p - n -переходе требуют создания электронно-дырочных пар. Создание электронно-дырочных пар наряду с возбуждением, определяемым тепловым равновесием, происходит путем:

инжекции носителей заряда (наиболее часто используемая форма накачки полупроводниковых лазеров, которые поэтому называются инжекционными лазерами), при этом под действием приложенного внешнего напряжения электроны и дырки движутся к p - n -переходу, так что там повышается плотность носителей заряда;

возбуждения электронным пучком; благодаря взаимодействию быстрых электронов, кинетическая энергия E которых меньше, чем пороговая энергия E_s образования дефектов в полупроводниковом материале, но больше, чем пороговая энергия ионизации E_i атомов кристалла, образуются свободные носители заряда; для GaAs E_s составляет примерно 300 кэВ, а $E_i \approx 100 \div 200$ эВ;

столкновительной или туннельной ионизации кристалла посредством приложения высокого электрического поля; оптической накачки с помощью импульсных ламп или лазеров (типичные удельные мощности накачки достигают 10^7 Вт/см³).

Накачка инжекционного лазера электрическим током. Приложенное к p — n -переходу напряжение приводит к снижению потенциальных барьеров (рис. 2.69), а тем самым к инжекции

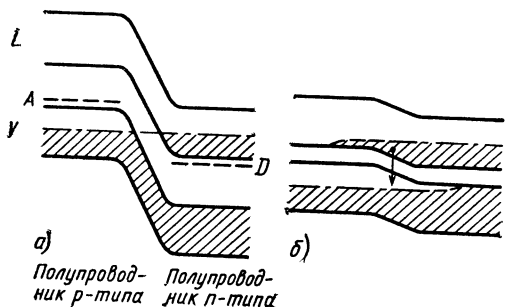


Рис. 2.69. Зонная структура p — n -перехода:

a — без тока; b — при пропускании тока (указан переход с рекомбинационным излучением)

носителей заряда, к образованию электронно-дырочных пар и, следовательно, к рекомбинационному излучению. Инверсия заселенностей и усиление слабого сигнала g прямо пропорциональны плотности тока:

$$g = \beta J. \quad (2.115)$$

Необходимая плотность порогового тока равна (см. 2.1.3):

$$J_s = \frac{1}{\beta} \left(\alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \right), \quad (2.116)$$

где α_i — внутренние потери (поглощение на свободных носителях заряда, дифракция); β — коэффициент пропорциональности, зависящий от температуры.

Пороговый ток возрастает при повышении температуры:

$$J_s \sim \exp(T/T_0), \quad (2.117)$$

где T — температура, К; T_0 — характеристическая температура, К, сильно зависит от материала (рис. 2.70).

Плотность порогового тока зависит от (табл. 2.38):

полупроводникового материала;

режима работы (непрерывный или импульсный); ток накачки приводит к нагреву полупроводника и обуславливает более высокую плотность порогового тока при непрерывном возбуждении, поэтому часто необходимо охлаждение;

структуры p — n -перехода; уменьшение плотности порогового тока достигается путем перехода от гомоструктуры к односторонней («одинарной») гетероструктуре—ОГС (см. подраздел 2.7.2.3) и двусторонней («двойной») гетероструктуре — ДГС или многократной гетероструктуре;

рабочей температуры,

Таблица 2.38. Пороговые плотности тока для инжекционных лазеров

| Структура | Полупроводниковый материал | Длина волны, мкм | Температура, К | Пороговая плотность тока, кА/см ² | Примечания |
|---------------|----------------------------|------------------|----------------|--|------------|
| Гомоструктура | GaAs | 0,840 | 4,2 | 0,03 | cw |
| | GaAs | 0,870 | 77 | 0,12 | cw |
| | GaAs | 0,910 | 300 | 20—40 | cw |
| | (In, Ga) As | 1,085 | 77 | 1,9 | cw |
| | InP | 0,907 | 77 | 0,75 | |
| | (In, Ga) P | 0,610 | 77 | 5,9 | |
| | GaSb | 1,550 | 77 | 2—3 | |
| | InSb | 5,300 | 4,2 | 3—4 | |
| | In (As, Sb) | 3,170 | 77 | 0,8 | |
| | PbS | 4,325 | 4,2 | 0,3 | cw |
| | PbS | 3,960 | 77 | 2 | |
| | PbSe | 8,500 | 4,2 | 1—2 | |
| | PbSe | 6,900 | 77 | 4—6 | |
| | PbSe | 7,220 | 77 | 4 | cw |
| | PbTe | 6,500 | 4,2 | 0,5—2 | |
| | Pb (S, Se) | 4,740 | 77 | 6 | |
| | Pb (S, Se) | 4,740 | 4,2 | 0,03 | cw |
| | (Pb, Cd) S | 3,500 | 4,2 | 0,185 | cw |
| | (Pb, Ge) Te | 5,500 | 4,2 | 0,1 | cw |
| | (Pb, Sn) Se | 18,00 | 78 | 3—10 | cw |
| ОГС | GaAs | 0,900 | 300 | 6—8 | |
| ДГС | GaAs | 0,890 | 300 | | cw |
| | (Al, Ga) As | 0,850 | 300 | 0,7 | cw |
| | (Al, Ga) As | 0,785 | 300 | 1—2 | cw |
| | (Ga, In) (As, P) | 1,30 | 300 | 0,5 | cw |
| | (Ga, In) (As, P) | 1,55 | 300 | 1,2 | cw |
| | (Al, Ga) (As, Sb) | 1,77 | 300 | 1,6 | cw |
| | (Al, Ga) (As, Sb) | 1,67 | 300 | 3,9 | |
| | (In, Ga) (As, Sb) | 1,90 | 90 | 0,9 | |
| | (In, Ga) (As, Sb) | 1,90 | 180 | 10 | |

Примечание. cw — непрерывный режим, ОГС — односторонняя гетероструктура, ДГС — двусторонняя гетероструктура.

Для непрерывного режима работы возникающие тепловые потери должны быть незначительными (переход к боковым узким полосковым структурам, см. подраздел 2.7.2.3), и, кроме того, лазерные диоды припаивают к радиатору (блоку из меди или алмаза).

2.7.2.3. Конструкция. Наиболее простым способом изготовления диодов с *p-n*-переходом является диффузия быстро диффундирующих акцепторов (Zn, Be) в подложку с проводимостью *n*-типа или эпитаксиальное осаждение материала с проводимостью *p*-типа на материал

с проводимостью n -типа (гомолазер). Электрический вывод припаивается к металлизированным поверхностям n - и p -типов.

Вынужденное излучение происходит параллельно к p — n -переходу (рис. 2.71). Типичными размерами лазерного кристалла являются (мкм):

длина 100—500;
ширина 200—400;
высота 80—100;
толщина области рекомбинации 1—3.

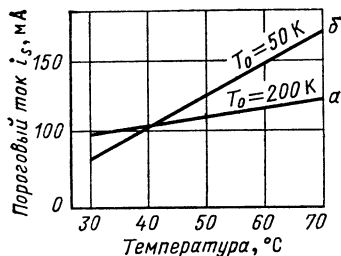


Рис. 2.70. Зависимость порогового тока от температуры:

a — полосковый лазер с оксидной изоляцией на основе AlGaAs/GaAs; b — полосковый лазер на основе GaInAsP/InP (MCRW — metal clad ridge waveguide)

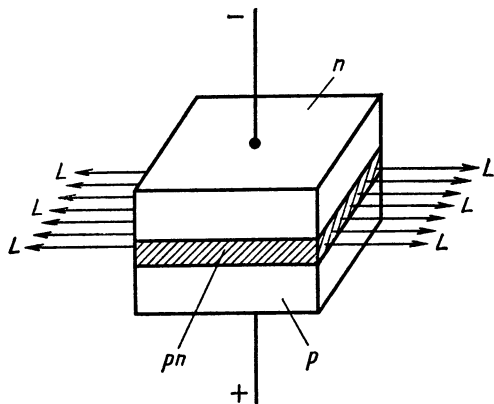


Рис. 2.71. Схематическое изображение конструкции инжекционного лазера (n — область n -типа; p — область p -типа; pn — p — n -переход; L — выходное лазерное излучение)

В качестве зеркал резонатора, как правило, служат чистые поверхности скола (обычно плоскости кристалла $\{110\}$), при этом высокий показатель преломления полупроводниковых материалов относительно воздуха дает коэффициент отражения от 30 до 40 % (по интенсивности). В гомолазере ширина области рекомбинации определяется диффузионной длиной носителей заряда (электронов, дырок). Диффузионная длина растет с повышением температуры. Путем соответствующего эпитаксиального осаждения слоев гетероструктуры параллельно на обе стороны p — n -перехода можно:

ограничить область рекомбинации носителей заряда по ширине,

меньшей, чем диффузионная длина носителей заряда [если граничащий слой гетероструктуры имеет более высокое значение ширины запрещенной E_g по сравнению с активной областью и, следовательно, образует потенциальный барьер для носителей заряда, $\Delta E \approx 18\%$ («электронное» ограничение)];

образовать оптический диэлектрический волновод для поля излучения, возникающего в результате рекомбинации носителей заряда [если граничащий слой гетероструктуры имеет более низкий показатель преломления n по сравнению с показателем преломления активного слоя, $\Delta n \approx 5\%$ («оптическое» ограничение)].

Для этого необходимо, чтобы отдельные эпитаксиальные слои этой многослойной структуры имели согласованные постоянные решетки.

На рис. 2.72, а показана типичная односторонняя гетероструктура, а на рис. 2.72, б — типичная двусторонняя гетероструктура.

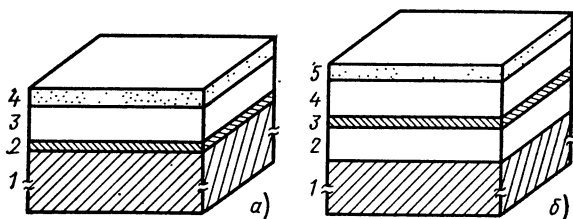


Рис. 2.72. Схематическое изображение гетероструктур:

а — односторонняя гетероструктура (ОГС) AlGaAs/GaAs: 1 — n -GaAs (подложка); 2 — GaAs (активный слой); 3 — p -Al_{0,3}Ga_{0,7}As (барьер); 4 — p -GaAs (контактный слой); б — двусторонняя гетероструктура (ДГС) AlGaAs/GaAs: 1 — n -GaAs (подложка); 2 — n -Al_{0,3}Ga_{0,7}As (барьер); 3 — Al_{0,05}Ga_{0,95}As (активный слой); 4 — p -Al_{0,3}Ga_{0,7}As (барьер); 5 — p -GaAs (контактный слой) типичные значения толщин этих слоев: $d_1=70$; 100 ; $d_2=1,5$; $d_3=0,1$; $d_4=1,5$; $d_5=0,5$ мкм; типичные степени легирования в этих слоях: S_1 —Si; $2 \cdot 10^{18}$; S_2 —Sn; $3 \cdot 10^{17}$; S_3 — нелегированный; $< 10^{17}$; S_4 —Ge; $4 \cdot 10^{17}$; S_5 —Ge; $3 \cdot 10^{18}$ см⁻³)

В двусторонней гетероструктуре барьерные слои с обеих сторон обуславливают высокую концентрацию носителей заряда в активном слое (толщина 0,1—0,2 мкм) и одновременно образуют волновод и более высокую плотность поля излучения. Тем самым достигается сильное уменьшение плотности порогового тока ($J_s \leq 1$ кА/см²) и становится возможным непрерывный режим работы при комнатной температуре.

2.7.2.4. Изготовление p - n -переходов. Наряду с диффузией акцепторов в однородный, легированный донорами, основной материал (полупроводник n -типа), благодаря чему в области диффузии этот материал за счет перекомпенсации преобразуется в полупроводник p -типа, для изготовления p - n -переходов используются следующие методы эпитаксиального выращивания:

эпитаксия из жидкой фазы; в процессе охлаждения соответствующее изготавливаемому слою растворенное соединение смешанного кристалла (включая необходимое легирование) выпадает из насыщенного расплава и осаждается на подложке; этот метод (метод LPE,

liquid phase epitaxy) в настоящее время наиболее часто применяется; эпитаксия из паровой фазы; этот метод основан на реакциях переноса химических компонентов соединения из горячей зоны в более холодную, в которой находится подложка; при контакте с подложкой разлагаются летучие компоненты, желаемая твердая фаза синтезируется из элементов и кристаллизуется в виде монокристаллического слоя (метод VPE, vapour phase epitaxy);

молекулярно-пучковая эпитаксия (метод MBE, molecular beam epitaxy); этот метод основан на эпитаксиальном росте пленки на подложке при конденсации направленных пучков молекул или атомов в системе с ультравысоким вакуумом;

химическое осаждение из паров металлоорганического соединения (метод OM—CVD, organometallic chemical vapour deposition, также применяется MO—CVD, metallorganic CVD); осаждение многокомпонентных слоев происходит при применении по меньшей мере одного металлоорганического соединения для связи с основным кристаллом.

2.7.2.5. Специальные лазерные структуры. Для специальных лазерных применений (лазерное печатающее устройство, лазер для записи на оптический диск, лазерный измеритель расстояний, системы распределения данных и т. д.) необходимы непрерывно генерирующие мощные инжекционные лазеры ($P > 10$ мВт при температуре 300 К). Такие лазеры в настоящее время разработаны на основе двусторонней гетероструктуры AlGaAs/GaAs ($\lambda = 0,82 \div 0,88$ мкм). Для достижения большого срока службы торцевые поверхности этих лазеров должны быть защищены от высокой лучистой и тепловой нагрузок. Это достигается с помощью следующих мер:

поперечного расширения пучка света за счет применения крайне тонких активных элементов (примерно 0,05 мкм); согласно теории диэлектрических волноводов это вызывает увеличение эффективной толщины волновода (рис. 2.73); расширение пучка достигается также путем отделения области волновода от области высокой плотности носителей зарядов (separate confinement structure) с помощью многих слоев структур со ступенчатыми изменениями показателя прелом-

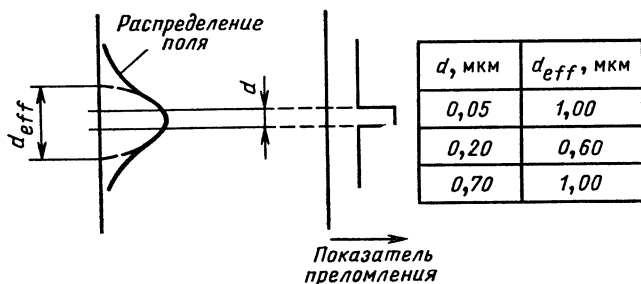
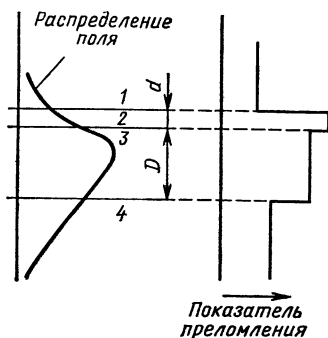


Рис. 2.73. Схематическое изображение двусторонней гетероструктуры с очень тонким активным слоем (d_{eff} — эффективная ширина волновода, определенная по уровню e^{-1} от интенсивности излучения в максимуме; d — ширина диэлектрического волновода, определяемая слоистой структурой стандартной трехслойной двусторонней гетероструктуры; таблица характеризует значения для структуры $A_{0,3}Ga_{0,7}As$ —GaAs— $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$)

ления и ширины запрещенной зоны, при этом носители заряда рекомбинируют в тонком активном слое (p — n -переходе), в то время как распространение света происходит в более широкой области волновода (расположенной симметрично с обеих сторон от активного слоя или также асимметрично n -стороне) у активного слоя (ЛОС-структура, large optical cavity structure) (рис. 2.74); поперечное расширение пучка одновременно обуславливает более низкую расходимость пучка;

Рис. 2.74. Схематическое изображение ЛОС-структуры (large optical cavity):

1 — p - $\text{Al}_{0,46}\text{Ga}_{0,54}\text{As}$ (барьер); 2 — $\text{Al}_{0,07}\text{Ga}_{0,93}\text{As}$ (активный слой); 3 — n - $\text{Al}_{0,21}\text{Ga}_{0,79}\text{As}$ (волноводный слой); 4 — n - $\text{Al}_{0,31}\text{Ga}_{0,69}\text{As}$ (барьер); контактный слой и подложка не указаны, для $d=0,1$ мкм и $D=1\div 2$ мкм эффективная толщина волновода получается $d_{\text{eff}} = 1\div 2$ мкм



непоглощающих зеркальных или прозрачных структур (NAM-структура, nonabsorbing mirror structure, window structure), при этом вблизи торцов формируются области из полупроводникового материала с более высоким значением ширины запрещенной зоны или насы-

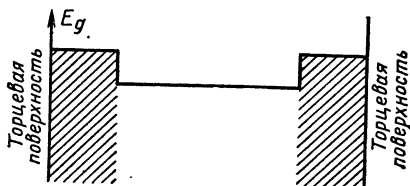


Рис. 2.75. Схематическое изображение NAM-структуры (nonabsorbing mirror), непоглощающая область заштрихована

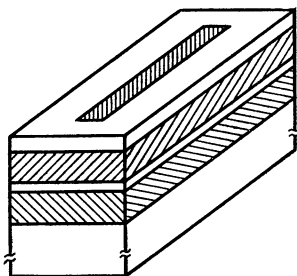


Рис. 2.76. Схематическое изображение полоскового лазера с прозрачным окном (window stripelaser). На полосковую область с глубокой диффузией Zn шириной 3 мкм нанесены штриховые линии. Этот тип лазера устойчиво работает на одной поперечной основной моде при 300 К с непрерывно излучаемой мощностью 55 мВт на торцевую поверхность. Это соответствует лучевой нагрузке на торцевую поверхность 4,7 МВт/см². Напротив, обычный полосковый лазер с двусторонней гетероструктурой испытывал бы лучевую нагрузку только примерно до 1 МВт/см²

шенные диффузией Zn, что приводит к повышению стойкости лазерных зон вблизи поверхностей скола, в которых имеют место максимальное отклонение периода кристаллической структуры и максимальная напряженность светового поля в лазере (рис. 2.75 и 2.76);

параллельного расположения до 10 полосковых лазеров на одном кристалле, которые излучают связанное друг с другом лазерное излучение (multi-stripe array); таким способом были достигнуты в непрерывном режиме работы мощности 50—100 мВт, а в импульсном режиме (коэффициент заполнения периода импульса 1 %) до 1 Вт при температуре 300 К.

Другая специальная лазерная структура имеет особое значение для полупроводникового инжекционного лазера, используемого в качестве источника света в оптических системах передачи с очень большими расстояниями между ретрансляторами при применении одномерных световодов (особенно в третьем оптическом окне, т. е. для длины волны $\lambda=1,55$ мкм). А именно оказывается, что лазеры с резонатором Фабри-Перо в качестве структуры обратной связи (т. е. при применении поверхностей скола в качестве зеркал резонатора, в котором возбуждается одна продольная мода — при одновременном возбуждении только одной поперечной и только одной боковой моды) при высоких скоростях модуляции нестабильно генерируют на этой продольной моде и переходят в режим генерации многих продольных мод или в режим со скачками между различными продольными модами. Динамически стабильные лазеры с одной продольной модой (DSM-лазер, dynamic single—longitudinal—mode lasers) получают в результате того, что вместо резонатора Фабри-Перо используют распределенную обратную связь с отражением на гофрированных структурах (рис. 2.77).

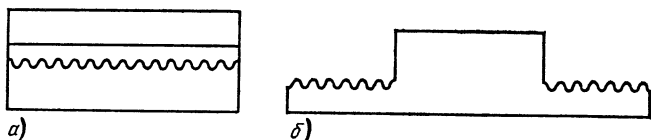


Рис. 2.77. Схематическое изображение лазерных структур:

а — с распределенной обратной связью (РОС) (DFB); б — с распределенным брэгговским отражателем (PBO) (DBR)

В лаборатории с помощью лазера на основе GaInAsP/InP с зарезанной мезаполосковой гетероструктурой (типа ВН) и распределенной обратной связью (РОС) с шириной полос 2—4 мкм и длиной резонатора 300—500 мкм достигнуты следующие параметры:

режим генерации одной продольной моды до температуры 90 °С;

пороговый ток 35 мА при температуре 22 °С;

значение характеристической T_0 в температурной зависимости порогового тока:

158 К при температуре около 0 °С;

67,3 К в интервале $0 \leq t \leq 67$ °С;

46,4 К в интервале $67 \leq t \leq 105$ °С;

максимальная выходная мощность 22,5 мВт на каждую торцевую поверхность при температуре 25 °С и токе 250 мА;

изменение длины волны от температуры $\Delta\lambda/\Delta T = 0,098$ нм/К без перескоков мод в диапазоне температур $20^\circ\text{C} \leq t \leq 90^\circ\text{C}$;

динамически стабильный режим генерации одной продольной моды при частоте модуляции 1,5 ГГц без спектрального уширения;

срок службы составляет 12 000 ч (при работе в непрерывном режиме $P_{\text{св}} = 2 \div 3$ мВт на торцевую поверхность и температуре 25°C).

С помощью лазеров с распределенной обратной связью (длина волны $\lambda = 1,55$ мкм) в 1984—1985 гг. осуществлена передача информации по оптоволоконному световоду (при температуре $t = 16^\circ\text{C}$) со скоростью 2 Гбит/с на расстояние 130 км, 420 Мбит/с на расстояние 203 км и 4 Гбит/с на расстояние 103 км без ретрансляции.

Лазеры с такой структурой обратной связи имеют значение для монолитных оптических схем в области интегральной оптики.

С помощью новых методов эпитаксии (МО—CVD и MBE) возможно выращивание очень тонких эпитаксиальных слоев, при этом для толщины слоев L , порядка длины волны де Бройля носителей заряда ($\text{GaAs} : L_z < 500 \cdot 10^{-10}$ м)

$$\lambda = h/P \sim L_z \quad (2.118)$$

появляются размерные квантовые эффекты (QSe, quantum size effects). В слоистой структуре «Quantum — well» structure (QWS) ось квантования направлена вдоль нормалей к границам слоев. Она обуславливает фундаментальные изменения всех физических свойств:

энергии зонной структуры;

симметрии волновой функции;

лакализации носителей заряда, которые пригодны для улучшения эксплуатационных свойств полупроводниковых лазеров.

Простым примером такой структуры является полупроводниковый слой на основе соединения $A_{III}B_V$ с малой шириной запрещенной зоны (активный слой из прямозонного полупроводника), с обеих сторон окруженный полупроводниковым слоем из соединения $A_{III}B_V$ с более высоким значением ширины запрещенной зоны. Такой структурой (quantum — well structure) является структура на основе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} - \text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ или также $\text{InP} - \text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}_{1-z}\text{As}_z - \text{InP}$. Электроны или дырки в слое GaAs (слой InGaAsP) ограничены конечной потенциальной ямой, и обычный процесс рекомбинации зон — зона существенно модифицируется. В области, в которой необходимо учитывать квантово-размерный эффект, спектр собственных значений энергий носителей заряда имеет вид

$$E(n, k_x, k_y) = E_n + \frac{\hbar^2}{2m_{n,p}^*} (k_x^2 + k_y^2), \quad (2.119)$$

где $m_{n,0}^*$ — эффективная масса электрона или дырки; $\hbar = h/2\pi$ — постоянная Планка; k_x и k_y — компоненты x и y квазиимпульса; E_n — значения энергии частицы в потенциальной яме; $E_n \rightarrow E_1, E_2, E_3 \dots$ для электронов; $E_n \rightarrow E_{hh1}, E_{hh2}, E_{hh3} \dots$ для тяжелых дырок; $E_n \rightarrow E_{lh1}, E_{lh2}, E_{lh3} \dots$ для легких дырок (рис. 2.78).

Ниже E_1 нет разрешенных состояний. На рис. 2.79 показана диаграмма плотности состояний для электронов E_n и дырок E_h для QW-гетероструктуры. Параболические кривые, исходящие от края зоны проводимости E_c или края валентной зоны E_v , соответствуют плотностям состояний в однородном материале. Ступенчатые плотности состояний характерны для двумерных или QW-структур. Как видно из

рис. 2.79, при E_1 начинается подзона (ступень) с постоянной плотностью состояний на единицу поверхности:

$$g(E) dE = \left(\frac{m_n^*}{\pi \hbar^2} \right) dE. \quad (2.120)$$

Выше имеется другая подзона с постоянной плотностью состояний при E_2 и т. д. Аналогично такое поведение можно увидеть для тяжелых и легких дырок на рис. 2.79. На этом рисунке показаны также ре-

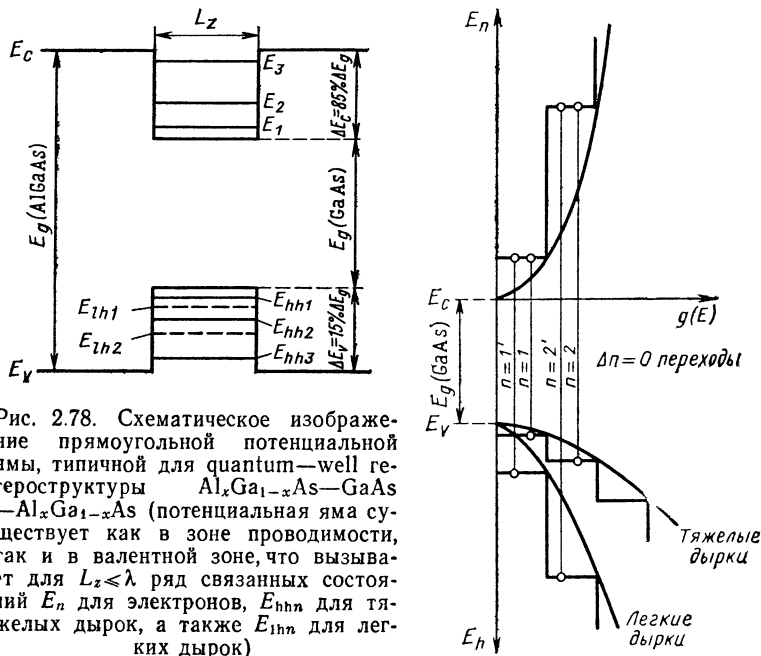


Рис. 2.78. Схематическое изображение прямоугольной потенциальной ямы, типичной для quantum-well гетероструктуры $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (потенциальная яма существует как в зоне проводимости, так и в валентной зоне, что вызывает для $L_z \leq \lambda$ ряд связанных состояний E_n для электронов, E_{hnh} для тяжелых дырок, а также E_{ihn} для легких дырок)

Рис. 2.79. Диаграмма состояний для электронов E_n и дырок E_h для $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ quantum-well-гетероструктуры (QW-гетероструктура)

комбинационные переходы (с правилом отбора $n=0$) для переходов из связанного состояния в зоне проводимости E_n в связанное состояние в валентной зоне ($E_{hnh} \rightarrow n, e \rightarrow hh$ -переход или $E_{ihn} \rightarrow n, e \rightarrow lh$ -переход). Энергия перехода или рекомбинационного излучения определяется тогда выражениями

$$\left. \begin{aligned} \hbar\omega &= E_{\text{д}}(\text{GaAs}) + E_n + E_{hnh}; \\ \hbar\omega &= E_{\text{д}}(\text{GaAs}) + E_n + E_{ihn}. \end{aligned} \right\} \quad (2.121)$$

Из рис. 2.79 следует существенный признак QW-гетероструктуры:

рекомбинация может происходить между группой электронов с фиксированной энергией (например, E_1) и аналогичной группой дырок также примерно одинаковой энергии (например, E_{hh1}). В результате возможна излучательная рекомбинация с очень узкой шириной линии. В однородном материале носители заряда по энергии имеют параболическое распределение плотности состояний, которое достаточно узко только на границах зоны. Таким образом, электроны и дырки не могут обладать фиксированной энергией, и вследствие этого линия излучения рекомбинации получается неузкой (длины волн не фиксированы).

Другим существенным признаком QW-структуры является более высокая эффективность термализации носителей заряда в этой структуре. Электрон, прежде чем он рекомбинирует, может попасть в состояние (E_1) и, следовательно, может генерироваться излучение с квантом $\hbar\omega < E_g$ (но без участия фононов возможно только $\hbar\omega > E_g$).

В полупроводниковом диоде инжектированные носители заряда с более высокой энергией в процессах рассеяния могут потерять энергию и перейти в состояние с более низкой энергией (термализация). Возникающий в этом процессе поток фононов I_{em} в объемно однородном образце пропорционален плотности конечного состояния ($\hbar\omega_{LO}$ — энергия фонона):

$$I_{em} \sim \sqrt{E - \hbar\omega_{LO}}. \quad (2.122)$$

Поглощаемый поток фононов I_{abs} соответственно равен:

$$I_{abs} \sim \sqrt{E + \hbar\omega_{LO}} > I_{em}. \quad (2.123)$$

Поэтому в объемно-однородном образце (без QSE) скорость термализации носителей заряда ограничена процессом генерации фононов (особенно на границе края зоны) вследствие спадающей плотности состояний. В квазидвумерной QW-системе, однако, такое ограничение вследствие постоянной плотности состояний не появляется. Поэтому термализация носителей заряда в случае QW-структуры более эффективна.

Таким образом, в противоположность объемному материалу, в котором слабая рекомбинация, сопровождаемая испусканием фононов, в QW-гетероструктуре электронно-дырочная рекомбинация, сопровождаемая испусканием фононов, является существенным эффектом. Лазерный режим генерации может проявляться при очень низких пороговых уровнях (примерно 370 А/см² или для полупроводниковых лазеров с оптической накачкой примерно 900 Вт/см²).

На рис. 2.80 схематически показаны две QW-гетероструктуры: а) Single—quantum—well (SQW)-гетероструктура, состоящая из одной потенциальной ямы, и б) Multi—quantum well (MQW)-гетероструктура, состоящая из последовательности тонких (до 5 нм) слоев из легированного GaAs (потенциальная яма) и нелегированного AlGaAs (барьер). Ширина перехода между этими отдельными слоями не превышает 1,7 нм.

Если в SQW-гетероструктуре значение L_z становится равным длине l_p рассеяния электронов (в нелегированном GaAs l_p достигает примерно 5—10 нм, в InGaAsP значение l_p может быть еще больше), то на расстоянии L_z электроны недостаточное число раз рассеиваются, чтобы термализоваться в этой области. В результате этого потенциальная яма теряет свою способность удерживать избыточные носите-

ли заряда (электроны), поступившие из ограничивающих слоев (confinement-слои). Тогда для слоя $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ —SQW с L_z , меньшим 10 нм, электроны, например, не релаксируют по энергии от энергии края зоны ограничивающего слоя $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ до энергии нижнего состояния частиц в потенциальной яме. Таким образом, для этой системы в качестве нижнего предельного значения для SQW-гетероструктуры можно взять $L_z \approx 20$ нм. Для меньших размеров потенциальной

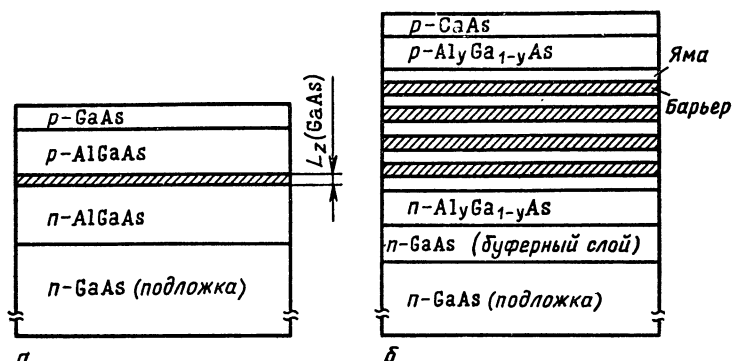


Рис. 2.80. Схематическое изображение гетероструктуры:

а — Single-quantum-well-гетероструктура (SQW-гетероструктура), состоящая только из одного тонкого слоя GaAs в качестве активного слоя ($L_z \approx 20$ нм) и двух слоев $p\text{-AlGaAs}$ ($d=1$ мкм) и $n\text{-AlGaAs}$ ($d=2$ мкм); *б* — Multi-quantum-well-гетероструктура (MQW-гетероструктура), состоящая из шести слоев GaAs (потенциальная яма) с $L_z \approx 12$ нм, разделенных пятью «нелегированными» барьерами $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ ($d \approx 12$ нм); с обеих сторон ограничивающие слои $p\text{-}$ или $n\text{-Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ с $0,4 \leq y \leq 0,6$ и толщиной $0,1 \text{ мкм} \leq d \leq 2 \text{ мкм}$ или $1 \text{ мкм} \leq d \leq 2 \text{ мкм}$ соответствуют обоим слоям кристалла смешанного состава — твердого раствора для обеих сторон активного слоя стандартной ДГС

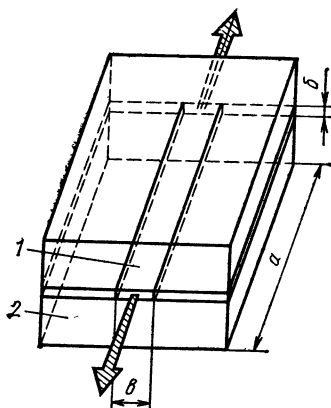
ямы необходима MQW-гетероструктура с активной областью, состоящей из связанных потенциальных ям. Связь происходит через тонкие (менее 20 нм) барьерные слои из $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ между слоями из GaAs (рис. 2.80, б), сквозь которые происходит туннелирование. В получающейся активной среде многослойной структуры происходит эффективное накопление избыточных носителей заряда и их термализация в нижние состояния связанных потенциальных ям. В результате генерация лазерного излучения происходит с участием частиц в нижнем состоянии, ширина которого для квантовых барьеров толщиной 8—10 нм увеличена не очень сильно.

Для MQW-лазера на основе $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ (рис. 2.80, б) измерены значения $T_0 = 200 \div 220^\circ\text{C}$, для SQW-лазера на основе $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ (рис. 2.80, а) значение T_0 достигали даже 437°C . Эти большие значения T_0 , т. е. слабая температурная чувствительность порога лазерных диодов $[J_{\text{th}}(T) = J_{\text{th}}(0^\circ\text{C}) \exp(T/T_0)]$, объясняются учетом эффекта ступенчатой плотности состояний и возмущения распределений электронов и фононов в активной QW-лазерной области.

Лазеры полосковой геометрии. Многие применения, особенно в оптической системе передачи информации по световодам, требуют непрерывной генерации лазерного излучения при температурах выше 300 К и мощности 5—10 мВт со стабильным пространственным и спектральным распределением. Эти требования удается удовлетворить за счет бокового внутреннего структурирования, при котором область активной генерации лазерного излучения ограничивается узкой полоской (1—20 мкм) (рис. 2.81). Боковое ограничение как об-

Рис. 2.81. Схематическое изображение пространственного ограничения активной области полосковой структуры лазерного диода:

a — продольное ограничение за счет зеркала резонатора (плоскости скола — 110); *b* — ограничение по вертикали за счет двусторонней гетероструктуры; *c* — боковое ограничение за счет дополнительной внутренней полосковой структуры; 1 — активная область; 2 — зеркало



ласти накачки, так и области оптического резонатора обуславливает генерацию лазера только на одной поперечной в этом направлении основной моде. Подавление мод более высокого порядка затрудняет проявление эффектов неустойчивости (например, так называемые изломы) на характеристике ток — мощность, предотвращает шумы излучения и флуктуации поля в дальней зоне вследствие конкуренции мод, а также деформацию бокового профиля усиления (эффект насыщения) за счет вынужденного излучения.

Для изготовления такой полосковой геометрии имеются различные технологические возможности реализации. Они приводят к большому разнообразию конкретных лазерных структур, которые можно разделить на два семейства (в зависимости от типа бокового волновода в лазере):

лазерные диоды с локализацией поля усилением (gain—guided laser diode—GGL) с индуцированным током волноводом; в этих лазерах с помощью технологических методов токовое сечение (и тем самым инжектированные носители заряда) ограничивается по бокам узкой полоской; благодаря этому мнимая часть показателя преломления имеет боковой профиль, который обеспечивает для достаточно малых ширин полосок (примерно 3 мкм) стабильную генерацию на боковой основной моде; этому профилю показателя преломления соответствует профиль усиления излучения (gain profile); типичными представителями этого семейства лазерных структур являются оксидный полосковый лазер (рис. 2.82); лазер с имплантацией протонов (рис. 2.83, *a*) и лазер с V-образным пазом (рис. 2.83, *б*);

лазерные диоды с локализацией поля преломлением (index — gui-

ded laser diode — IGL) с встроенным волноводом; в этих лазерах с помощью технологических приемов реализуется как боковое ограничение тока, так и фиксированный боковой профиль действительной или мнимой части показателя преломления; действительная часть показателя преломления может варьироваться за счет:

введенного скачка показателя преломления (изменение состава материала в боковом направлении); типичным представителем этого типа является лазер с зарощенной мезаполосковой гетероструктурой

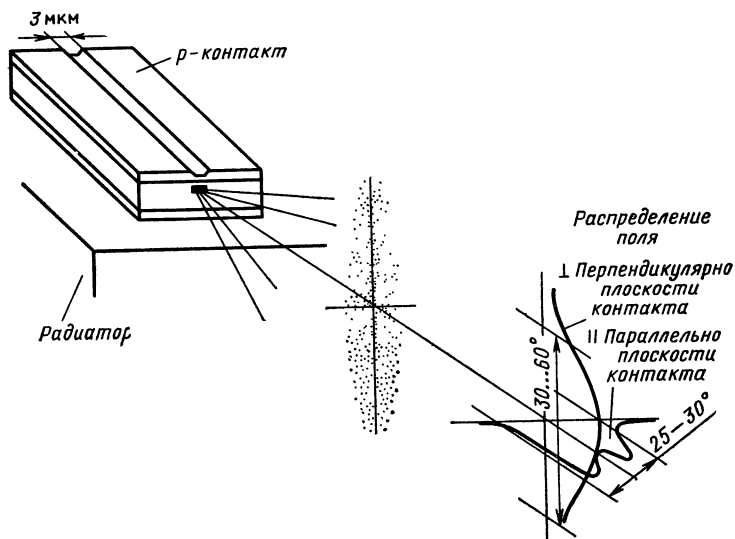


Рис. 2.82. Схематическое изображение конструкции лазерного диода с оксидной полосковой структурой

(типа ВН, buried heterostructure); из двусторонней гетероструктуры, выращенной на первом этапе эпитаксии из жидкой фазы на плоской подложке, вытравливается мезаполоска, которая на втором этапе жидкостной эпитаксии «зарощивается» (рис. 2.82, в и г).

изменения эффективного показателя преломления (изменение толщины бокового волновода); лазеры этого типа получают путем эпитаксии на непланарных подложках, при этом используется присущее материалу различие в скоростях эпитаксиального выращивания в различных кристаллографических направлениях; на структурированной подложке эпитаксией из жидкой фазы получается желаемая структура лазерного диода; представителями лазеров этого типа являются, например, CSP-лазер (channelled substrate planar) (рис. 2.83, в) и CDH-лазер (constricted double heterostructure) (рис. 2.83, е).

Лазеры этих двух разновидностей структуры различаются по своим свойствам, в частности, относительно (табл. 2.39) порогового тока, распределения испускаемого лазерного излучения в дальней зоне, спектра (число продольных мод).

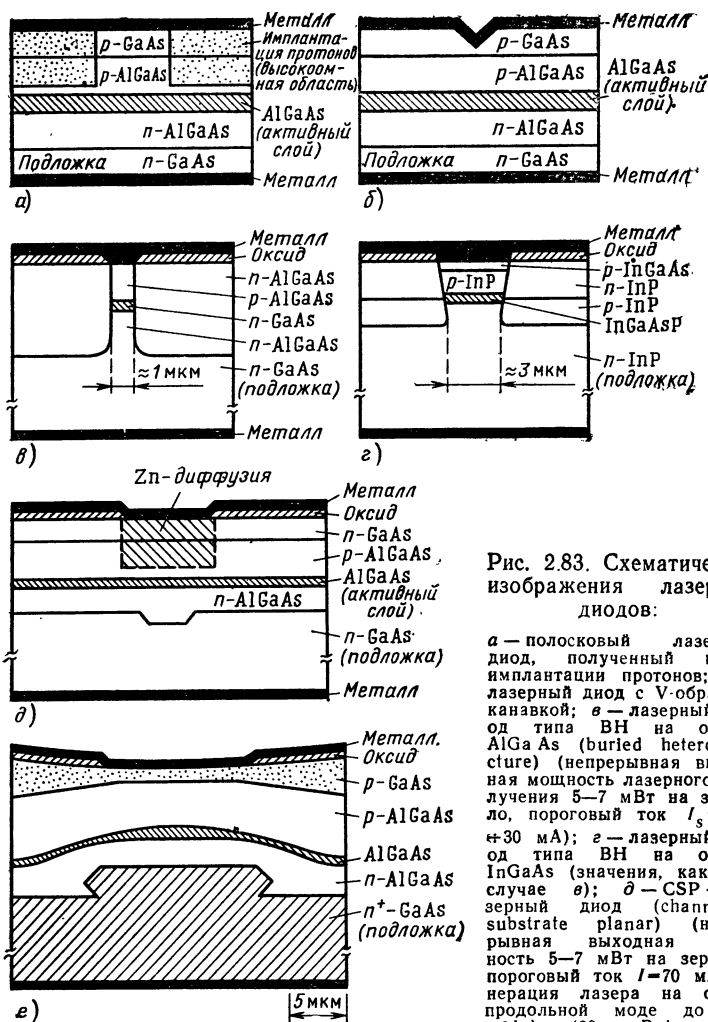
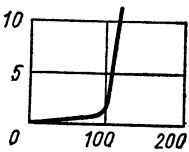
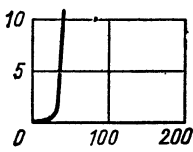


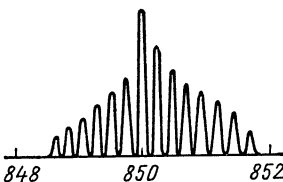
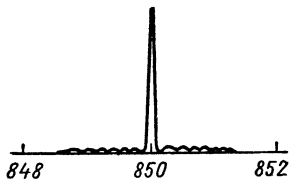


Рис. 2.83. Схематические изображения лазерных диодов:

а — полосковый лазерный диод, полученный путем имплантации протонов; б — лазерный диод с V-образной канавкой; в — лазерный диод типа ВН на основе AlGaAs (buried heterostructure) (непрерывная выходная мощность лазерного излучения 5—7 мВт на зеркало, пороговый ток $I_s = 10 \pm 30$ мА); г — лазерный диод типа ВН на основе InGaAs (значения, как и в случае в); д — CSP — лазерный диод (channelled substrate planar) (непрерывная выходная мощность 5—7 мВт на зеркало, пороговый ток $I = 70$ мА, генерация лазера на одной продольной моде до $I = 2I_s$) (20 мВт/зеркало); е — CDH — лазерный диод

(constricted double heterostructure) (непрерывная мощность $P_{св} = 3$ мВт, $I_s = 40$ мА при 20°C , $t_0 = 300 \div 400^\circ\text{C}$, поэтому в лабораторных условиях был достигнут непрерывный режим работы до 170°C , а непрерывный режим генерации на одной продольной моде с $P_{св} = 3$ мВт при 150°C). С помощью CDH, LOC-структуры были достигнуты: $P_{св}$ (20°C , непрерывный режим генерации на одной продольной моде) = 40 мВт/зеркало; $P_{св}$ (70°C) = 14 мВт/зеркало; $I_s = 60 \div 100$ мА (300 K). В импульсном режиме были достигнуты 60 мВт, максимально даже 100 мВт/зеркало ($I = 0,9I_s + 50\%$ коэффициента заполнения периода импульса). В градиентном световоде с диаметром сердцевины 50 мкм и $NA = 0,2$ вводилась $P_{\text{реак}} = 40$ мВт

Таблица 2.39. Сравнение характерных признаков структур GGL (gajn—guided laser diode) и IGL (index—guided laser diode) на примере системы AlGaAs/GaAs

| | GGL | IGL |
|---|--|--|
| Образование волновода параллельно активному слою | Боковое распределение носителей зарядов (образует профиль усиления), например оксидный плосковый лазер | Встроенный скачок показателя преломления, например BHS-лазер |
| Ватт-амперная характеристика |  |  |
| Дальнее поле:
— боковое;
- - - вертикальное |  |  |
| Спектр (непрерывный режим) | 
Несколько продольных мод | 
Одна продольная мода |
| Пороговый ток (длина резонатора $L=200 \div 400$ мкм) | 50—120 мА | 10—160 мА |
| Астигматизм | Сильно выражен | Очень мал |
| Чувствительность относительно оптической обратной связи | Незначительная | Сильная |

Интервал между двумя продольными модами достигает

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L \left(n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right)}, \quad (2.124)$$

где L — длина лазерного резонатора Фабри-Перо (расстояние между поверхностями скола, действующими в качестве зеркал); λ — длина волны лазерного излучения; n — показатель преломления.

В непрерывном режиме IGL генерирует только на одной доминирующей продольной моде, частоты которой попадают в максимум кривой усиления. Однако при высоких скоростях модуляции изменяется положение максимума. В связи с этим у IGL возникает динамическое уширение спектра, а также увеличение числа генерируемых продольных мод с ростом скорости передачи.

При изменении температуры спектр сдвигается в обоих семействах лазеров на 10 нм/К в сторону длинных волн. В GGL это обуславливает лишь смещение огибающей спектра, в IGL, напротив, может происходить перескок на другие моды (лежащие в окрестности).

2.7.3. ИНЖЕКЦИОННЫЙ ЛАЗЕР НА ОСНОВЕ GaAs

Лазер этого типа реализован первым в семействе полупроводниковых инжекционных лазеров и в настоящее время чаще всего используется и до сих пор усовершенствуется, реализуются усложненные модификации. Область применения этого инжекционного лазера относится преимущественно к обработке информации, хотя есть использование и в других промышленных применениях.

Полупроводниковый материал GaAs легирован Te (в качестве доноров), а также Zn (в качестве акцепторов) (концентрация $\text{Te} > 4 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, а $\text{Zn} > 1,5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$). Длина волны, определяемая шириной запрещенной зоны, достигает $\lambda = 0,89 \text{ мкм}$.

Инжекционный лазер на основе GaAs в виде гомолазера обладает относительно большим пороговым током (больше 1 А), так что непрерывный режим работы возможен только при низких температурах или (при комнатной температуре) в импульсном режиме.

Использование тройных соединений привело к разработке двойной (или многократной) гетероструктуры и тем самым к уменьшению порогового тока и возможности изменения ширины запрещенной зоны и длины волны.

2.7.3.1. Инжекционный лазер на основе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$. Ширина запрещенной зоны E_g и показатель преломления n $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ изменяется с относительным содержанием AlAs (значение x) по закону

$$E_g = 1,424 + 1,247x \text{ (} E_{\text{д}}, \text{ эВ)}; \quad (2.125)$$

$$n = 3,59 - 0,71x. \quad (2.126)$$

AlGaAs при значении x , превышающем 0,46, становится полупроводником с непрямыми переходами. Поскольку в двойной гетероструктуре требуются различия $\Delta x \approx 0,3$ относительно доли AlAs в активном слое и ограничивающих слоях смешанного кристалла для стабильной работы при комнатной температуре, то для активного слоя получается область изменения $0 \leq x \leq 0,16$ или диапазон изменения длин волн лазерного излучения $0,9 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 0,78 \text{ мкм}$.

Непрерывно работающие лазеры ($P=1\div 3$ мВт при температуре 300 К) на длине волны $\lambda=0,78$ мкм (так называемый видимый лазер) применяются для считывания звуковых и видеодисков, в лазерных печатающих устройствах, в качестве юстировочных лазеров и для репродукций рисунков. Специально для применения в качестве юстировочного лазера (замена He-Ne-лазера с $\lambda=632,8$ нм) в настоящее время разрабатываются с помощью методов МО CVD- или MBE-лазеры, работающие на еще более коротких длинах волн (MQW-лазер) ($\lambda<0,78$ мкм).

Лазеры на односторонней гетероструктуре (SHS — single heterostructure) работают в импульсном режиме с высокой импульсной мощностью ($\lambda=0,905$ мкм) и используются для измерения расстояний, длины линейных отрезков, дальности, локальной плавки, скоростной фотографии в ИК-области спектра и моделирования оружия (табл. 2.40). С помощью многоканальных устройств (Stacks, Arrays)

Т а б л и ц а 2.40. Типичные параметры лазерных диодов на простой гетероструктуре на основе AlGaAs/GaAs

| Параметр | Значение |
|---|----------|
| Длительность импульса τ , нс | 200 |
| Коэффициент заполнения (периода импульса), % | 0,01 |
| Длина волны λ , нм | 905 |
| Выходная мощность P , Вт | 3—12 |
| Рабочий ток (максимальный) I_{FM} , А | 20—60 |
| Пороговый ток I_s , А | 6—18 |
| Напряжение V_{FM} , В | 11—16 |
| Излучающая поверхность, мкм: | |
| длина | 120—350 |
| ширина | 2 |
| Спектральная ширина полосы $\Delta\lambda$, нм | 4,5 |

Типичные параметры многокристального устройства (блок из двух-трех кристаллов)

| | |
|---|---------|
| Выходная мощность P , Вт | 17—33 |
| Рабочий ток (максимальный) I_{FM} , А | 40—60 |
| Пороговый ток I_s , А | 12—18 |
| Напряжение V_{FM} , В | 16—26 |
| Излучающая поверхность, мкм: | |
| длина | 230—350 |
| ширина | 120—230 |
| Спектральная ширина полосы $\Delta\lambda$, нм | 10 |

можно достигнуть еще более высокой импульсной мощности. Линейки с выводом в световод представляют компактные источники излучения для высококачественных оптических систем.

DHS-лазерные диоды с широким контактом (без полосковой структуры) работают в импульсном режиме с высокой средней мощностью и маленьким пороговым током (табл. 2.41).

Таблица 2.41. Типичные параметры лазерных диодов на двойной гетероструктуре с широким контактом

| Параметр | Значение |
|--|----------|
| Длительность импульса, нс | 350 |
| Коэффициент заполнения (периода импульса), % | 6 |
| Длина волны $\lambda_{\text{реак}}$, нм | 850 |
| Выходная мощность, мВт | 50—100 |
| Рабочий ток I_{FM} , А | 1,3 |
| Спектральная ширина полосы $\Delta\lambda$, нм | 4,5 |
| Пороговый ток I_s , А | 0,5 |
| Напряжение V_{FM} , В | 3,5 |
| Расходимость пучка, град: | |
| параллельно $p-n$ -переходу Θ_{\parallel} | 11 |
| перпендикулярно $p-n$ -переходу Θ_{\perp} | 50 |
| Излучающая поверхность, мкм: | |
| длина | 100 |
| ширина | 0,2 |

Эти элементы ($\lambda \approx 0,85$ мкм) используются для ИК-облучения, как элементы передающего устройства для систем передачи в свободном пространстве, а из-за их относительно высокой импульсной мощности — также в световодных передающих устройствах со средней шириной полосы с применением дешевых волоконно-оптических кабелей. Другими областями применения являются измерение загрязнений, переносные системы отклонения пучка и т. д.

DHS-лазерные диоды из семейства GGL (табл. 2.42) с $\lambda \approx 0,85$ мкм используются в качестве элементов передающего устройства в системах передачи информации на основе многомодовых световодов с частотой модуляции до 34 Мбит/с и расстоянием между ретрансляторами до 12 км. Современные передающие устройства представляют собой

Таблица 2.42. Типичные параметры непрерывных лазерных диодов полосковой геометрии (GGL с оксидной полосковой структурой) при температуре 300 К

| Параметр | Значение |
|---|----------|
| Выходная мощность (на зеркало) P_0 , мВт: | |
| в градиентном световоде с числовой апертурой $NA=0,2$ | 5 |
| то же с диаметром сердечника 50 мкм P_{LL} | 2 |
| Длина волны λ , нм | 850 |
| Спектральная ширина полосы $\Delta\lambda$, нм | 1—4 |
| Расходимость пучка (дальняя зона), град: | |
| параллельно $p-n$ -переходу Θ_{\parallel} , | 20—30 |
| перпендикулярно $p-n$ -переходу Θ_{\perp} , | 30—50 |
| Пороговый ток I_s , мА | 80—120 |

герметически закрытые модули с контрольным фотодиодом для стабилизации мощности, с элементом Пельтье и термистором для тепловой стабилизации и подсоединенным световодом (pig tail) (рис. 2.84).

DHS-лазерные диоды из семейства IGL с $\lambda \approx 0,85$ мкм можно разделить на две группы:

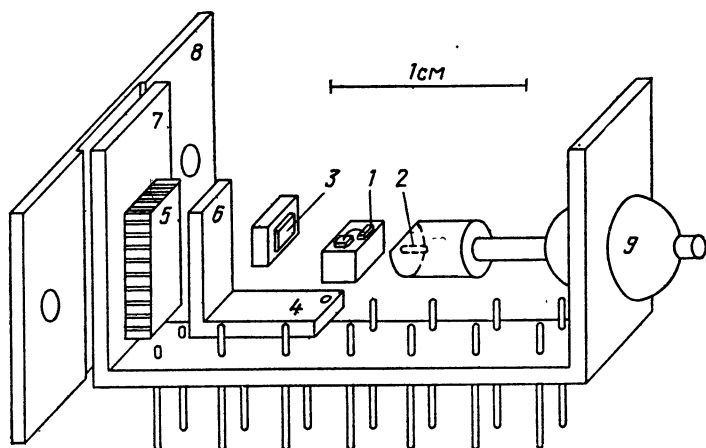


Рис. 2.84. Лазерный модуль с присоединенным концом световода:

1 — лазерный кристалл; 2 — световод с согласующим устройством; 3 — контрольный фотодиод; 4 — термистор; 5 — охлаждающий элемент, построенный по принципу Пельтье; 6 — монтажный уголок; 7 — корпус; 8 — пластинка для теплоотвода; 9 — вывод световода

непрерывно работающие одномодовые лазеры с малой выходной мощностью (1—7 мВт на зеркало);

непрерывно работающие одномодовые лазеры с высокой выходной мощностью (15—30 мВт на зеркало).

Первая группа лазеров используется в волоконно-оптических линиях связи, а также в научном приборостроении. Вторая группа лазеров находит применение в лазерных печатающих устройствах, для записи на оптических дисках, в качестве источников света в дальномерах и в центрах разветвления данных с одновременным выходом на несколько световодов.

2.7.3.2. Инжекционный лазер на основе $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{AsP}_{1-y}/\text{InP}$. Ширина запрещенной зоны E_g и показатель преломления n $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ изменяются соответственно по законам

$$E_g(x, y) = 1,35 - 0,72y + 0,12y^2 \quad (E_g, \text{ эВ}); \quad (2.127)$$

$$n(x, y) = 3,4 + 0,265y - 0,095y^2; \quad (2.128)$$

$$y = 2,2x / (1 + 0,063x), \quad (2.129)$$

при этом выполняется уже требуемое согласование решетки четверного раствора материалов с постоянной решетки подложки из InP. Таким образом, на основе этого состава компонентов можно реализовать DHS-лазерные диоды с излучением длин волн $1,05 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 1,67 \text{ мкм}$.

Для непрерывного режима работы при температуре 300 К минимальная длина волны достигает примерно 1,2 мкм. Из-за очень малого затухания в световоде, изготовленном из кварцевого стекла, на длине волны $\lambda=1,3$ мкм ($x=0,27$; $y=0,58$) и $\lambda=1,55$ мкм ($x=0,42$; $y=0,90$) лазеры на этих длинах волн представляют определенный интерес для волоконно-оптических линий связи. По сравнению с системой AlGaAs/GaAs лазер на основе GaInAsP/InP уступает по так называемой проблеме T_0 (увеличение безызлучательной рекомбинации с ростом длины волны), т.е. высокой чувствительности порогового тока к температуре, из-за чего уменьшается диапазон температур для непрерывного режима работы. Поэтому из-за меньших пороговых токов лазеры на основе IGL-структуры имеют некоторые преимущества. При больших скоростях передачи максимальное расстояние между ретрансляторами ограничивается динамическим уширением спектра (а не затуханием, как в диапазоне длин волн около 0,85 мкм). Это имеет особое значение для $\lambda=1,55$ мкм (затухание одномодового световода $\alpha \approx 0,2$ дБ/км), поскольку на длине волны $\lambda=1,3$ мкм ($\alpha \approx 0,4$ дБ/км) дисперсия кварцевого стекла стремится к нулю. Динамически стабильный (продольный) одномодовый режим работы может быть достигнут с помощью:

РОС-лазера (лазера с распределенной обратной связью);

стабилизации модулируемого лазера излучением второго непрерывного лазерного диода, который работает в одномодовом режиме (injection locking);

получения динамического одномодового спектра при использовании внешнего резонатора или двойного резонатора;

внешней модуляции оптической мощности непрерывного одномодового лазера.

В 1984 г. с помощью специального РОС-лазера ($\lambda=1,55$ мкм) осуществлена без ретрансляторов передача на расстояние 203 км (с пропускной способностью 420 Мбит/с), а в 1985 г. — на расстояние 103 км (с пропускной способностью 4 Гбит/с).

В табл. 2.43 приведены типичные параметры лазерных диодов на длине волны $\lambda=1,3$ мкм.

2.7.3.3. Инжекционный лазер на основе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}/\text{GaSb}$. Согласование решетки четверного смешанного кристалла с решеткой GaSb происходит при

$$y = 0,09x/(1 + 0,06x). \quad (2.130)$$

Т а б л и ц а 2.43. Типичные параметры лазерного диода с излучением на длине волны $\lambda=1,30$ мкм

| Параметр | Значение |
|---|----------|
| Длина волны λ , мкм | 1,3 |
| Спектральная ширина полосы $\Delta\lambda$, нм | 1—5 |
| Выходная мощность (на зеркало), мВт: | |
| в градиентном световоде с числовой апертурой $NA=0,2$ | 2—3 |
| с диаметром сердечника 50 мкм P_{LL} , мВт | 1—2 |
| Пороговый ток I_s , мА: | |
| GGL | 100—120 |
| IGL | 10—20 |

Для $0 \leq x \leq 0,26$ длина волны излучения изменяется в диапазоне $1,7 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 1,8 \text{ мкм}$, причем пороговый ток сильно возрастает с уменьшением длины волны. В ДГС-диодах с плоской мезаполоской в 1983 г. реализован непрерывный режим работы при температуре 300 К (продолжительность работы в течение более 2000 ч без ухудшения характеристик). Эти лазеры представляют значительный интерес, потому что минимум дисперсии световодов на основе оксида германия лежит на длине волны $\lambda = 1,75 \text{ мкм}$.

2.7.4. ЛАЗЕР НА ОСНОВЕ PbSnTe

Этот лазер работает в средней ИК-области спектра (6,5—32 мкм). Преимущественными областями применения являются ИК-спектроскопия и применения, где требуется источник ИК-излучения. В табл. 2.37 приведены исследованные соединения солей свинца и диапазоны длин волн излучения, в табл. 2.44 — существенные параметры инжекционных

Т а б л и ц а 2.44. Физико-технические параметры инжекционного лазера на основе $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$

| Параметр | Структура | | | | |
|---|---------------|-------------------------|------|-------------------------|------|
| | Гомоструктура | Однрная гетероструктура | | Двойная гетероструктура | |
| x | 0,12 | 0,17 | 0,17 | 0,13 | 0,18 |
| Режим работы ¹ | sw | sw | sw | sw | sw |
| Температура, К | 10 77 | 10 | 77 | 10 | 77 |
| Плотность порогового тока, кА/см^2 | 0,05—2 3—10 | 0,1 | 16 | 0,1—0,4 | 1—3 |
| Выходная мощность, мВт | 0,5—10 | — | | | |

¹ sw — непрерывный режим.

лазеров на основе тройных соединений $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$. Полупроводниковый материал PbSnTe применяется с различным содержанием Pb и Sn, записывается в виде $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$, где x обозначает долю олова, а $(1-x)$ — долю свинца.

Следует отметить, что варьирование x обуславливает изменение ширины запрещенной зоны и приводит, таким образом, к большому диапазону длин волн, охватываемому этим полупроводниковым материалом. При температуре 12 К для $x=0 \div 0,35$ изменение длины волны достигает $\lambda=6,5 \div 30 \text{ мкм}$.

Легирование происходит с помощью Cd или Sb (доноры), в то время как Pb в качестве акцептора уже содержится в смешанном кристалле. $p-n$ -переход создается тогда за счет диффузии Cd(Sb) или с помощью различных эпитаксиальных технологий (в виде гомоструктуры, односторонней или двусторонней гетероструктуры).

Поскольку полупроводниковый материал PbSn относительно мягкий, то чистые поверхности излома, которые в то же время действуют как зеркала резонатора, получить затруднительно, так что в большин-

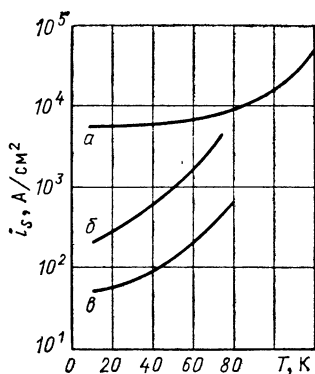


Рис. 2.85. Температурная зависимость плотности порогового тока для инжекционного лазера на основе PbSnTe [38]:

а — двусторонняя гетероструктура; б — гомоструктура; в — одинарная гетероструктура

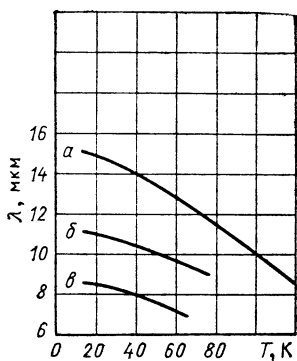


Рис. 2.86. Температурная зависимость длины волны инжекционного лазера на основе PbSnTe [38]:

а — двусторонняя гетероструктура; б — гомоструктура ($x=0,12$); в — гомоструктура ($x=0,065$)

стве случаев необходима дополнительная обработка путем шлифования и полировки.

При изменении внешнего резонатора (см. разд. 2.7.5) следует в противоположность GaAs-лазеру уменьшать отражение торцевых поверхностей.

Лазеры на основе PbSnTe преимущественно работают в непрерывном режиме (мощность не более 10 мВт) (табл. 2.44) и исключительно при низких температурах ($T \leq 77$ K), поскольку плотность порогового тока очень сильно увеличивается с повышением температуры (рис. 2.85).

Длина волны излучения определяется составом (x) смешанного кристалла и перестраивается при изменении температуры в широких границах ($8 \text{ мкм} < \lambda < 16 \text{ мкм}$ для $20 \text{ K} < T < 120 \text{ K}$, рис. 2.86).

Ширина линии $\delta\nu$ излучения очень мала: $\delta\nu < 3 \cdot 10^6$ Гц. Соответственно этому лазер этого типа в основном находит применение в спектроскопии высокого разрешения. Разрешение спектрометров, которые содержат инжекционный лазер в качестве активного элемента, из-за малой ширины линии на порядок выше, чем у обычных приборов.

По свойствам, а также по технологии изготовления лазеры на основе PbSnTe аналогичны инжекционным лазерам на основе $\text{PbS}_{1-x}\text{Se}_x$ и $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ [2.38].

2.7.5. СВОЙСТВА ИЗЛУЧЕНИЯ ИНЖЕКЦИОННОГО ЛАЗЕРА

Свойства излучения в значительной степени определяются соответствующей поперечной и боковой структурой лазерного кристалла;

незначительными размерами и спецификой волновода лазерного резонатора.

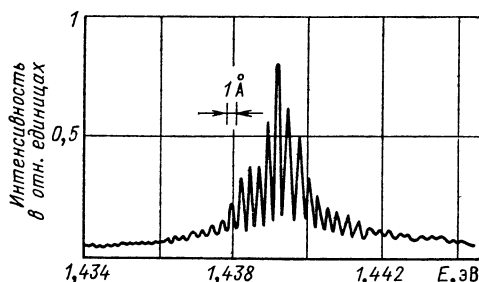
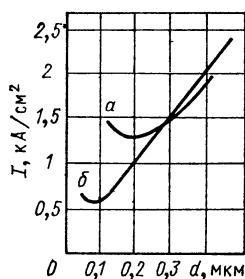


Рис. 2.87. Зависимость плотности порогового тока лазера на основе ДГС $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с широкой контактной поверхностью от толщины активного слоя d для $x=0,3$ (а) и $x=0,6$ (б)

Рис. 2.88. Многомодовый спектр лазера на основе ДГС $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}$, который генерирует только одну поперечную моду (TE_0). Число возбужденных продольных мод достигает, как правило, $M \leq 20$

ОГС-лазеры с широким плоским контактом характеризуются большими импульсными мощностями и малой расходимостью излучения ($\Theta_{\perp} = 14 \div 20^\circ$, $\Theta_{\parallel} \approx 10^\circ$) (см. табл. 2.39). Поляризация излучения соответствует ТМ-волне. Вследствие небольшого изменения показателя преломления на $p-n$ -переходе даже при больших толщинах активного слоя ($d \leq 3$ мкм) возбуждена поперечная мода TM_0 .

В ДГС-лазерах с широким плоским контактом и симметричной конструкцией ДГС появляются поперечные моды более высокого порядка ($m \geq 1$) при толщинах активного слоя $d > 0,7$ мкм (предполагая значение $x=0,3$). На рис. 2.87 показано изменение плотности порогового тока от толщины активного слоя для двух различных скачков показателя преломления (x — значения для ограничивающих слоев смешанного кристалла) на границах активного слоя. Испускаемое излучение соответствует ТЕ-волне (основной моде TE_0). Излучаемый спектр состоит из частот многих продольных мод (рис. 2.88). Расходимость пучка в направлении, перпендикулярном $p-n$ -переходу, из-за малой толщины активного слоя ($d \leq 0,2$ мкм) достигает значения $\Theta_{\perp} = 30 \div 50^\circ$.

Для малых значений d справедливо приближенное соотношение

$$\Theta_{\perp} = 2\Theta_{1/2} = 4 (\bar{n}_2^2 - \bar{n}_1^2) (d/\lambda_0), \quad (2.131)$$

где $\Theta_{1/2}$ обозначает угол, при котором интенсивность излучения падает до уровня, равного 50%; \bar{n}_2 — показатель преломления активного слоя; \bar{n}_1 — показатель преломления слоя смешанного кристалла, граничащего с активным слоем; d — толщина активного слоя; λ_0 — длина волны лазерного излучения в вакууме.

Для симметричной двойной гетероструктуры $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ справедливо соотношение $\bar{n}_2^2 - \bar{n}_1^2 = 1,42n_2x$, в результате получаем

$$\Theta_{\perp} = 20xd/\lambda_0 \quad (\text{в рад.});$$

$$\Theta_{\perp} = 1,1 \cdot 10^3 xd/\lambda \quad (\text{в град.}).$$

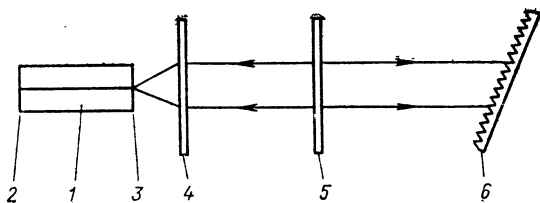


Рис. 2.89. Инжекционный лазер с внешним резонатором (селективным как в спектральном отношении — с помощью дифракционной решетки, так и в пространственном отношении — за счет щели, перпендикулярной p - n -переходу):

1 — лазерный кристалл; 2 — поверхность скола в качестве зеркала резонатора; 3 — поверхность скола кристалла с просветляющим слоем; 4 — объектив для формирования пучка лучей, параллельного p - n -переходу; 5 — щель, ограничивающая пучок лучей в плоскости p - n -перехода; 6 — дифракционная решетка

Отсюда следует для $x=0,3$ $d=0,1$ мкм и $\lambda_0=0,9$ мкм значение $\Theta_{\perp}=36,7^{\circ}$ (более точные расчеты дают значение $39,5^{\circ}$).

С помощью как спектрального (например, при использовании дифракционной решетки), так и пространственного (например, при использовании щели) селективного внешнего резонатора можно уменьшить пространственную расходимость пучка до значения $\Theta_{\parallel}=0,5^{\circ}$ (при одновременном повышении пространственной плотности излучения до 5 раз), реализовать излучение в спектральной линии шириной 0,05 нм, а также перестройку этой линии (путем поворота дифракционной решетки) в диапазоне 20 нм.

Предпосылкой для этого является то обстоятельство, что находящиеся внутри резонатора торцевые поверхности инжекционного лазера или просветлены ($R \leq 3\%$), или для устранения внутренних резонансов в лазерном кристалле отполированы наклонно к активному слою (примерно 9° в случае лазера на основе AlGaAs/GaAs).

На рис. 2.89 показана принципиальная схема инжекционного лазера с внешним дисперсионным резонатором.

При сужении боковой ширины области испускания лазерного излучения увеличивается расходимость пучка в этой плоскости. В случае ДГС-лазера полосковой геометрии с шириной полосы 3 мкм на основе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As/GaAs}$ расходимость пучка составляет $\Theta_{\parallel} = 25 \div 35^{\circ}$. Появление выраженного астигматизма характерно для GGL. Спектр излучения этого типа лазера имеет интервал примерно 0,2 нм между отдельными продольными модами, причем полуширина продольных мод достигает примерно 0,01 нм.

Полуширина огибающей спектра, образованного многими продольными модами, составляет 1—3 нм. Эта ширина спектра соответствует длине когерентности несколько сантиметров.

С помощью внешних резонаторов у импульсных ОГС-лазеров могут быть достигнуты плотности мощности до 200 Вт/мм при ширине линии только 0,001 нм. Это соответствует длине когерентности 1 м. У непрерывных ДГС-лазеров с выходной мощностью 5 мВт ширины линий составляли от 2 до 30 МГц, что соответствует длине когерентности выше 10 м.

IGL имеют, как правило, несколько продольных мод, часто даже одну возбужденную продольную моду. Вследствие выраженного бокового волновода они, однако, намного более чувствительнее по отношению к отраженному свету (см. табл. 2.1).

КПД инжекционного лазера относительно высок по сравнению с другими типами лазеров (табл. 2.45). У инжекционного лазера различают внутренний (квантовый) КПД η_i , определяемый как отношение числа образованных фотонов к числу рекомбинирующих пар носителей заряда ($\eta_i = 10 \div 100 \%$), и внешний (квантовый) КПД:

$$\eta_a = \eta_i \left(\frac{\alpha_a}{\alpha_a + \alpha_i} \right), \quad (2.132)$$

где α_i — внутренние потери; α_a — внешние потери, обусловленные выводом излучения из лазера; КПД по мощности (кратко КПД), определяемый как отношение суммарной мощности излучения из обеих торцевых поверхностей к общей подведенной электрической мощности, приведен в табл. 2.45.

Т а б л и ц а 2.45. Характеристики инжекционных лазеров

| Структура | Режим работы | Излучаемая мощность, мВт | КПД, % | Примечания |
|----------------------|--------------|--------------------------|--------------|---|
| DHS (ДГС) | Непрерывный | ≈ 10 | ≈ 1 | $T = 300$ К, возбуждается основной тип колебаний |
| SHS (ОГС) | Импульсный | $\approx 10^5$ | ≈ 10 | $T = 300$ К, частота повторения импульсов несколько килогерц, длительность импульса около 1 мкс |
| LOC—DHS
(LOC—ДГС) | » | $\approx 10^3$ | ≈ 20 | $T = 300$ К, длительность импульса около 1 мкс, частота повторения импульсов несколько килогерц |

2.8. ЛАЗЕРЫ НА КРАСИТЕЛЯХ [58—64]

2.8.1. ВВЕДЕНИЕ

Лазеры на красителях впервые были реализованы в импульсном режиме в 1966 г., в непрерывном режиме в 1970 г. Эти лазеры генерируют электромагнитное излучение в спектральном диапазоне от 0,32 до 1,28 мкм, а для создания инверсной заселенности в активной среде почти исключительно используется оптическая накачка. По продолжительности работы и виду возбуждения различают:

непрерывные лазеры на красителях (непрерывное во времени излучение);

лазеры на красителях с ламповой накачкой (длительность импульса лазерного излучения 0,3—3 мкс);

наносекундные лазеры на красителях (длительность импульса 5—20 нс).

Лазеры на красителях перестраиваются в широких пределах (с одним красителем несколько 10 нм) и допускают регулировку параметров излучения (интенсивность, длительность излучения). В соответствии со сказанным эти лазеры находят применение преимущественно в спектроскопии, разделении изотопов, в медицине и биологии, защите окружающей среды, а также в технике аналитических измерений.

2.8.2. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

2.8.2.1. Активные среды. В лазерах на красителях вынужденное излучение возникает на флуоресцентном переходе молекул красителя, при этом речь идет о многоатомных органических молекулах, которые могут обладать протяженной системой π -электронов благодаря сопряженным связям и могут флуоресцировать. Эти органические молекулы принадлежат различным химическим классам (например, кумарин, ксантеновые красители, оксазиновые красители, полиметин) или к органическим сцинтилляторам (табл. 2.46).

В качестве активной среды применяются следующие красители:

жидкий в форме раствора красителей (наиболее распространенная форма);

твердый, встроенный в основную кристаллическую решетку;

газообразный в виде пара красителя.

Концентрация красителя составляет $5 \cdot 10^{-3} - 10^{-4}$ моль/л.

Энергетические уровни молекул красителя состоят из синглетной системы (S_0, S_1, \dots, S_n) с мультиплетностью, равной 1 (противоположно направленными спинами), и триплетной системы (T_1, T_2, \dots, T_n) с мультиплетностью, равной 3 (параллельно направленные спины) (рис. 2.90). Эти электронные состояния имеют многочисленные колебательные и вращательные уровни, которые за счет взаимодействия друг с дру-

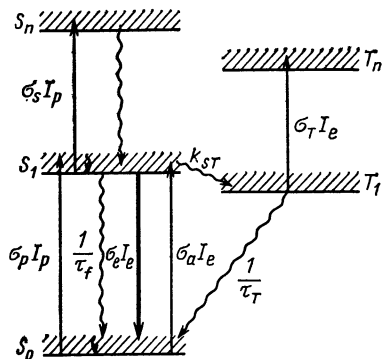


Рис. 2.90. Схема энергетических уровней лазера на красителе

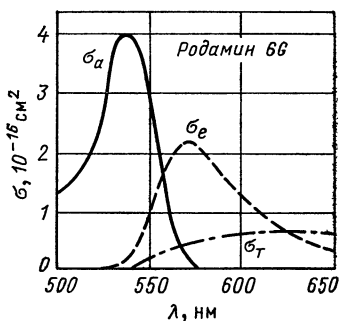


Рис. 2.91. Эффективные поперечные сечения поглощения (σ_a), флуоресценции (σ_e) и возбуждения триплетного состояния (σ_t) как функция длины волны λ для родамина 6G

Т а б л и ц а 2.46. Список лазерных красителей

| Краситель | Относительная молекулярная масса | Возбуждение | Растворитель | Концентрация, моль/л | Диапазон лазерных длин волн, нм |
|--|----------------------------------|-------------|---|----------------------|---------------------------------|
| р-терфенил | 230 | Ns | Циклогексан | 5·10 ⁻³ | 322—360 |
| 2-(4-бифенилил)-5-фенил-1, 3, 4-окса-
дазол (PBD) | 298 | B | DMF | 1·10 ⁻⁴ | 335—355 |
| Бутил-PBD | 354 | Ns | Толуол/этанол (1:1) | 5·10 ⁻³ | 360—385 |
| 4,4'''-бис-бутилацетилокси-четвер-
тичный фенил (BBQ) | 675 | B | DMF | 2·10 ⁻⁴ | 355—380 |
| 4,4'-дифенилстильбен (DPS) | 332 | Ns | Толуол | 4·10 ⁻³ | 355—395 |
| 2,5-бис(4-бифенилил) оксазол (BBO) | 373 | Ns | Толуол/этанол (1:1) | 2,5·10 ⁻³ | 375—400 |
| Стильбен 3 | 563 | B | DMF | 8·10 ⁻⁵ | 375—400 |
| 7-амино-4-метилкумарин (кумарин
120) | 175 | Ns | р-Диоксан | 1·10 ⁻³ | 395—415 |
| | | B | Бензол | ≈10 ⁻⁴ | 405—415 |
| | | sw | Метанол | 1·10 ⁻³ | 410—465 |
| | | Ns | Этиленгликоль/этанол (9:1) | 1,1·10 ⁻³ | 400—490 |
| Кумарин 102 | 255 | B | Этанол | 5·10 ⁻³ | 420—460 |
| | | sw | » | 3·10 ⁻⁴ | 420—460 |
| | | Ns | Этиленгликоль | 2,5·10 ⁻³ | 425—475 |
| | | B | Этанол | 5·10 ⁻³ | 455—495 |
| | | sw | » | 2,5·10 ⁻³ | 460—510 |
| Кумарин 153 | 309 | sw | Этиленгликоль/бензилалко-
голь (8:2) | 3·10 ⁻³ | 470—515 |
| | | Ns | Этанол | 5·10 ⁻³ | 515—580 |
| | | B | » | 1,5·10 ⁻⁴ | 520—565 |
| | | sw | Этиленгликоль/бензилалко-
голь (8:2) | 6·10 ⁻³ | 535—570 |
| Родамин 6G | 479 | Ns | Этанол | 5·10 ⁻³ | 570—615 |
| | | B | » | 3·10 ⁻⁴ | 570—625 |
| | | sw | Этиленгликоль | 2·10 ⁻³ | 570—650 |
| Родамин В | 479 | Ns | Этанол | 2,5·10 ⁻³ | 595—650 |
| | | B | » | 3·10 ⁻⁴ | 600—645 |

| | | | | | |
|--|-----|----------------|---------------------------------------|---|-------------------------------|
| 4-дицианометил-2-метил-6-р-дигетил-4Н-пирин (DCM) | 303 | sw
Ns
B | Этиленгликоль
DMSO
DMSO | 2·10 ⁻³
1,4·10 ⁻³ | 600—675
630—690
630—680 |
| Крезил фиолетовый | 361 | sw
B
Ns | Этиленгликоль/метанол
Этанол
» | ≈10 ⁻³
8·10 ⁻⁵
2,5·10 ⁻³
3,5·10 ⁻³ | 610—710
645—700
645—690 |
| Крезил фиолетовый+родамион 6G | | sw | Этиленгликоль | 2,4·10 ⁻³
1,5·10 ⁻³ | 675—710 |
| Нильский голубой А | 418 | Ns
B | Этанол
» | 2·10 ⁻³
5·10 ⁻⁴ | 685—730
710—760 |
| Оксазин 1 | 424 | sw
Ns
B | Этиленгликоль
Этанол
» | 1·10 ⁻³
5·10 ⁻³
1,5·10 ⁻⁴ | 710—790
725—775
700—765 |
| 3,3'-диэтилоксатрикарбоцианининоид (DOTC) | 512 | sw
Ns
B | DMSO/Этиленгликоль (1:1)
DMSO
» | 1,2·10 ⁻³
2,5·10 ⁻³
2·10 ⁻⁴ | 695—810
780—800
785—840 |
| Гексаанин 3 (НТС) | 536 | sw
Ns | DMSO/Этиленгликоль (1:1)
DMSO | 1·10 ⁻³
2·10 ⁻³ | 760—870
845—870 |
| 3,3'-диэтилтрикарбоцианининоид (DTTC-ионид) | 544 | sw
Ns
B | DMSO/Этиленгликоль (1:1)
DMSO
» | 1·10 ⁻³
2·10 ⁻³
2·10 ⁻⁴ | 830—940
865—885
860—885 |
| 3,3'-диэтил-5,5'-дихлор-10,12-этилен-11-дифениламино-2,2'-диатрикарбоцианинперхлорат (IR-140) | 780 | sw
B | Этиленгликоль
DMSO | 1·10 ⁻³
2·10 ⁻⁴ | 870—900
900—950 |
| 1,1'-диэтил-4,4'-трикарбоцианининоид (ксеноцианин) | 532 | sw
Ns
Ns | Этиленгликоль
DMSO
Ацетон | 1,3·10 ⁻³
1·10 ⁻³
≈10 ⁻³ | 890—960
930—990
≈1000 |
| 3,3'-диэтил-9,11,15,17-динеопентил-5,6,5',6'-тетраметокси) тиапентакарбоцианинперхлорат (DNXTPC-перхлорат) | 826 | Ns | DMSO | ≈10 ⁻³ | 1107—1285 |

Примечание. Ns — наносекундный лазер; B — лазер с ламповой накачкой; sw—sw-лазер (непрерывный лазер); DMF — диметилформамид; DMSO — диметилсульфоксид.

гом и соседними молекулами (растворителя) так сильно уширены, что переходы между электронными состояниями в спектре поглощения и флуоресценции образуют широкие полосы (рис. 2.91). При комнатной температуре большинство молекул находятся в основном колебательном состоянии S_0^0 .

2.8.2.2. Накачка. Создание инверсии заселенностей происходит путем переброса на колебательно-возбужденные уровни ($S_i^v=1, 2, 3$) электронно-возбужденных состояний с помощью оптической накачки [длительность накачки — от непрерывной до 10^{-12} с; плотность мощности составляет $10\text{--}100$ кВт/см²; диапазон длин волн изменяется от 200 до 1200 нм; оптимальная длина волны накачки

$$\lambda_{\text{Pump}}^{\text{opt}} = \lambda_{\text{laser}} - (30\div 50) \text{ нм}].$$

За счет сильного межмолекулярного и внутримолекулярного взаимодействия при фиксированном электронном состоянии происходит обмен заселенностью на колебательных уровнях в течение промежутка времени не более 10^{-12} с; это означает, что имеет место быстрая термализация. Заселение колебательных уровней определяется распределением Больцмана. Поэтому испускание вынужденного излучения происходит в форме сильно однородно уширенной линии, начиная от термализованного состояния S_1^0 в качестве верхнего лазерного уровня. Наряду с этим происходит опустошение состояния S_1^0 (процессы потерь) за счет:

безызлучательной релаксации в состоянии S_0^v ($v>1$) (internal conversion);

перехода в триплетное состояние T_1 (intersystem crossing) с временем релаксации 50 нс для оптимальных лазерных красителей; время жизни триплетного состояния T_1 составляет от 10^{-6} до 10 с. В течение этого времени молекулы непригодны для процесса генерации света. Чтобы уменьшить влияние этого процесса, применяют тушители триплетных состояний, которые приводят к уменьшению времени жизни триплетного состояния (кислород), или делают прокачку раствора красителя (скорость прокачки составляет примерно 10 м/с).

Нижний лазерный уровень — колебательно-возбужденный уровень состояния S_0^v — вообще говоря, заселен мало.

Релаксационные переходы на уровень S_0^0 происходят за времена менее 10^{-12} с.

Возбуждение посредством оптической накачки происходит с помощью мощных источников света накачки различных типов, и благодаря этому различаются отдельные типы лазеров на красителях.

2.8.3. СИСТЕМЫ НАКАЧКИ

2.8.3.1. Непрерывный лазер на красителе. Непрерывно накачиваемый лазер с продольной системой накачки схематически показан на рис. 2.92. В качестве источников света накачки применяются непрерывные газовые лазеры (выходная мощность свыше 1 Вт, минимально необходимые плотности мощности составляют 100 кВт/см²). Для этой цели особенно хорошо подходят ионный аргоновый, а также ионный криптоновый лазеры (см. подраздел 2.6.4.3). Накачиваемый раствор

красителя протекает через резонатор перпендикулярно его оси в виде тонкой жидкой струи (jet — stream-техника).

Струя (сформирована с помощью специального сопла, толщина несколько 100 мкм, скорость потока 2—12 м/с) направляется под углом Брюстера относительно оси резонатора. Выгодно применение ра-

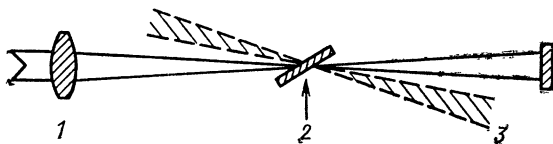


Рис. 2.92. Непрерывный лазер на красителе с продольной системой накачки:

1 — излучение накачки; 2 — сформированная струя красителя; 3 — пучок лазера на красителе

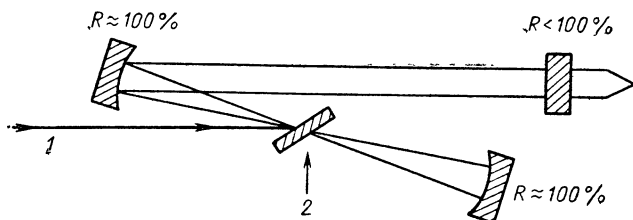


Рис. 2.93. Модифицированный конфокальный резонатор:

1 — излучение накачки; 2 — сформированная струя красителя

створов красителя с высокой вязкостью (наиболее распространенным растворителем является этиленгликоль).

В качестве резонаторов применяются:

модифицированные, астигматически скорректированные конфокальные резонаторы, у которых активная среда находится в наименьшем поперечном сечении пучка (рис. 2.93);

кольцевые резонаторы для достижения непрерывного одномодового режима работы с высокой мощностью (для этой цели требуется «оптический диод», который прозрачен только для одного направления распространения излучения) (рис. 2.94).

Отражательная способность выходного зеркала достигает 0,9—0,99, длина резонатора 20—200 см. Выходная мощность лазеров на красителях, работающих в непрерывном режиме, составляет менее 1 Вт (табл. 2.47), при этом возможна перестройка частоты лазерного излучения в широком диапазоне.

2.8.3.2. Лазеры на красителях с ламповой накачкой. Возбуждение лазеров этого типа происходит в поперечной системе накачки. В качестве источников света накачки применяются:

1) стержневые импульсные лампы (лампы-вспышки) внутри эллиптического отражателя (рис. 2.95):

| | |
|--|---------|
| Длительность фронта импульса | ≈ 1 мкс |
| Энергия, Дж | 10—60 |

Таблица 2.47. Физико-технические параметры коммерческих непрерывных лазеров на красителях (ТЕМ₀₀-мода), лазеров на красителях с возбуждением импульсной лампой и лазеров на красителях с возбуждением наносекундным лазером

| Параметр | Лазеры на красителях | | | | | |
|----------------------------------|----------------------|-----------------|---------------------|-----------------|------------------|-----------------|
| | непрерывные | | с ламповой накачкой | | наносекундные | |
| | 375 В (США) | CR 699—21 (США) | CMX—4 (США) | DL —2100В (США) | DL 19 (США) | FL 2002EC (ФРГ) |
| Диапазон длин волн, нм | 403—950 | 400—1000 | 435—730 | 335—850 | 332—950 | 320—750 |
| Ширина линии, МГц | $3 \cdot 10^4$ | 0,5 | 10^4 | 10^6 | 10^4 | 200 |
| Мощность накачки, Вт | 4 | 6 | | | $< 4 \cdot 10^7$ | $4 \cdot 10^7$ |
| Энергия накачки, Дж | | | 15 | 625 | | |
| Выходная мощность, Вт | $1,0^1$ | $0,9^1$ | 6000^2 | $7 \cdot 10^6$ | $4 \cdot 10^6$ | $4 \cdot 10^6$ |
| Длительность импульса, нс | | | 1000 | 500 | 5—20 | 7—20 |
| Частота повторения импульсов, Гц | | | 30 | 1,5 | 200 | 250 |
| КПД, % | 15^4 | 15^4 | $0,04^3$ | $0,6^3$ | 10^4 | 10^4 |

¹ На длине волны 590 нм.

² На длине волны 600 нм.

³ Электрический

⁴ Оптический.

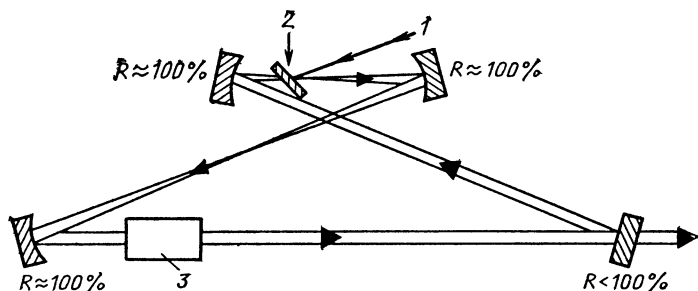


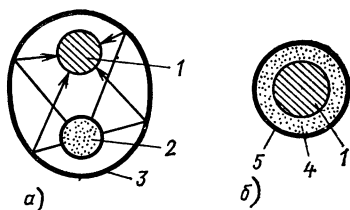
Рис. 2.94. Кольцевой резонатор для лазера на красителе непрерывного действия:

1 — излучение накачки; 2 — сформированная струя красителя; 3 — оптический диод

| | |
|--|-----------------------|
| Срок службы, пусков (разрядов) | 10^6 |
| Диапазон длин волн, нм | 200—500 |
| Рабочее напряжение, кВ | 1—10 |
| Охлаждение | Воздушное или водяное |

Рис. 2.95. Система накачки лазера:

a — с эллиптическим отражателем; *б* — с коаксиальной лампой-вспышкой; 1 — раствор красителя; 2 — лампа-вспышка; 3 — эллиптический отражатель; 4 — разрядный канал; 5 — отражающий слой



Составляющая УФ-излучения, которая может привести к фотохимическим реакциям в растворе красителя, должна быть отфильтрована (с помощью УФ-фильтра);

2) коаксиальные импульсные лампы (см. рис. 2.95):

| | |
|--|-----------------|
| Длительность фронта импульса, нс | 150 |
| Энергия, Дж | 50—500 |
| Срок службы, пусков | 10^6 — 10^4 |
| Диапазон длин волн, нм | 200—500 |
| Рабочее напряжение, кВ | 10—50 |

Эти импульсные лампы состоят из двойного цилиндра, причем во внутреннем цилиндре находится раствор красителя, в то время как во внешнем цилиндре происходит разряд. Благодаря такому расположению достигается оптимальная связь по энергии без внешнего отражателя.

Малые времена нарастания тока необходимы, чтобы избежать применения тушителей триплетного состояния. Малых времен нарастания тока можно достигнуть с помощью разрядного контура ламп-вспышек с малой индуктивностью и быстрых переключателей (искровые разрядники, тиристоры или водородные тиратроны) (рис. 2.96).

Для стабилизации параметров разряда, а также для достижения большого срока службы ламп-вспышек необходимо обеспечить специальный ждущий режим (при этом через импульсную лампу накачки постоянно протекает ток в несколько миллиампер, благодаря чему образуются носители тока, которые облегчают поджиг лампы накачки).

Раствор красителя находится в кюветах из кварца или стекла (в зависимости от рабочего диапазона длин волн).

Объем кюветы составляет несколько кубических сантиметров, а длина 5—15 см. Форма кюветы обычно цилиндрическая, через эту кювету прокачивается раствор красителя со скоростью примерно 3 л/мин.

Цилиндрические проточные кюветы могут быть выполнены с двойной стенкой для помещения между ними фильтрующей жидкости (УФ-фильтр).

Для достижения однородного распределения интенсивности накачки необходимо согласование внутреннего диаметра кюветы D_1 и концентрации красителя N_F , при этом справедливо соотношение

$$N_F D_1 \approx 10^{16} \text{ см}^{-2}.$$

Из аналогичных соображений можно получить для отношения наружного диаметра D_a к внутреннему D_i соотношение

$$D_a : D_i \approx 1,5 \cdot 1$$

Для лазера с ламповой накачкой с высокой частотой повторения импульсов лазерного излучения также возможно применение струйного течения, однако этот способ редко употребляется. В основном применяются резонаторы с плоскими зеркалами (резонатор Фабри-Перо, рис. 2.97).

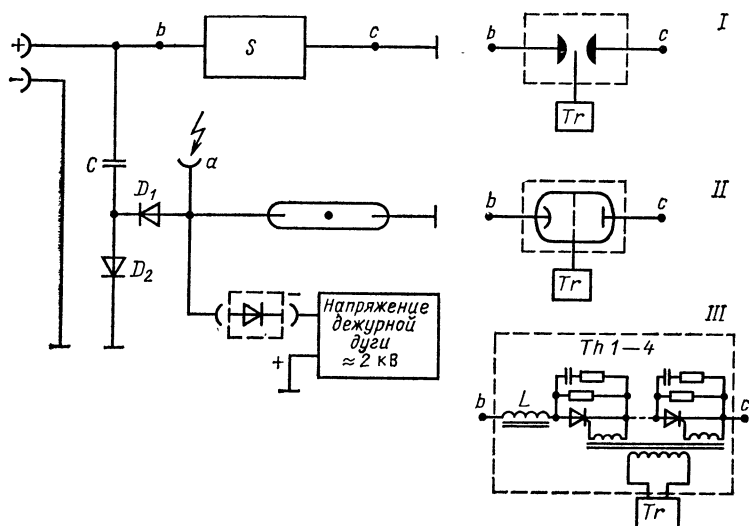


Рис. 2.96. Принципиальная схема разрядного контура импульсной лампы:

C — конденсатор; D_1 и D_2 — диоды; a — высоковольтный запускающий импульс для дежурного тока; Tr — пусковая схема; Th — тиристоры; S — быстрый переключатель, I — искровой разрядник; II — тиратрон; III — переключающее устройство с использованием тиристоров

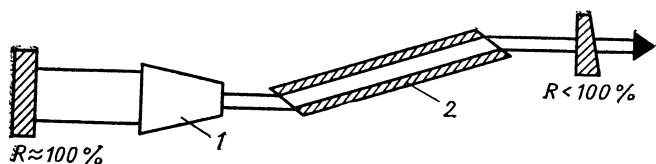


Рис. 2.97. Лазер на красителе с ламповой накачкой и резонатором типа Фабри-Перо:

1 — система расширения пучка; 2 — кювета с окнами, установленными под углом Брюстера

Преимущества: облегчены изменение длины резонатора, а также установка дополнительных оптических элементов.

Отражательная способность выходного зеркала составляет 0,5—0,7.

Длина резонатора достигает 20—100 см.

Выходная мощность достигает мегаваттного диапазона, см. табл. 2.47.

2.8.3.3. Наносекундный лазер на красителе. В наносекундном лазере на красителе для возбуждения активной среды применяются импульсы накачки наносекундной длительности, преимущественно используются поперечная система накачки. В качестве источников накачки применяются:

экимерные лазеры на XeCl^* , KrF^* :

| | |
|--|--------------|
| Мощность, мВт | 1—100 |
| Длительность импульса, нс | 4—20 |
| Частота повторения импульсов, Гц | Не более 250 |

Генерация лазерного излучения возможна в диапазоне 320—950 нм; N_2 -лазер (сверхизлучатель — излучатель без обратной связи):

| | |
|--|--------------|
| Длина волны, нм | 337 |
| Мощность, мВт | 0,5—1 |
| Длительность импульса, нс | 5—10 |
| Частота повторения импульсов, Гц | Не более 100 |

Поперечное сечение пучка преимущественно имеет прямоугольную форму, возможно круглое сечение пучка.

Генерация лазерного излучения возможна в диапазоне 350—850 нм; Nd-ИАГ-лазеры и их вторая — четвертая гармоники:

| | |
|--|-------------------------------|
| Длина волны, нм | 1060, 532, 355, 266 |
| Мощность, мВт, не более | $10 \leq 3, \leq 1, \leq 0,5$ |
| Частота повторения импульсов, Гц, не более | 25 |
| Длительность импульсов, нс, не более | 10—30 |
| Поперечное сечение пучка | круглое |

Nd-ИАГ-лазеры хотя и имеют более высокие характеристики пучка по сравнению с эксимерным и азотным лазерами, однако они также более сложны (в основном из-за необходимости преобразования частоты); генерация лазерного излучения возможна в диапазоне 324—1080 нм;

лазеры на стекле, активированном Nd, и их вторая — четвертая гармоники — параметры аналогичны параметрам Nd-ИАГ-лазеров, однако в этом случае допускается более низкая частота повторения импульсов (не более 1 Гц).

Рубиновый лазер и его вторая гармоника — длина волн 0,694 и 0,347 мкм.

Иногда для возбуждения активной среды применяются импульсный аргоновый, криптоновый и ксеноновый лазеры, а также полупроводниковые лазеры. В будущем следует ожидать применения лазера на парах меди для накачки лазеров на красителях из-за его высокой частоты повторения импульсов лазерного излучения (длины волн 0,510—0,578 мкм).

Раствор красителя находится в кюветах, длина которых 10—20 мм, форма обычно прямоугольная или цилиндрическая. Требования к кюветам: хорошее оптическое качество внутренних граней кюветы для устранения потерь на рассеяние (поэтому используются отоженные

кюветы из кварцевого стекла с плотным контактом), окна кюветы параллельны с точностью до нескольких угловых секунд, наклон окон составляет $3-5^\circ$ относительно вертикали (для устранения генерации между стенками кюветы). Излучение накачки фокусируется с помощью цилиндрической линзы в зону накачки в виде полосы высотой примерно 0,2 мм. При помощи накачки 10 кВт плотность мощности в зоне накачки достигает примерно $3 \cdot 10^5$ Вт/см².

Конструкция резонатора (рис. 2.98) аналогична конструкции резонатора, используемого в лазере на красителе с ламповой накачкой.

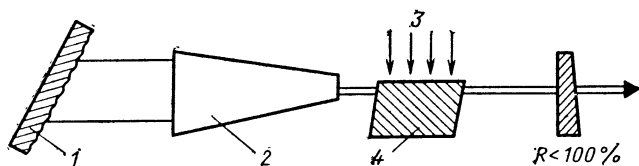


Рис. 2.98. Схема резонатора наносекундного лазера на красителе с системой расширения пучка и дифракционной решеткой:

1 — дифракционная решетка; 2 — система расширения пучка; 3 — излучение накачки; 4 — кювета с красителем

Т а б л и ц а 2.48. Свойства излучения лазеров на красителях

| Параметр | Лазеры на красителях | | | Примечания |
|---------------------------------|----------------------|-----------------------|---------------------------|---|
| | непрерывный | с импульсными лампами | наносекундный | |
| Диапазон длин волн, нм | 390—1010 | 335—1000 | 320—1285 | Необходима смена красителя |
| Ширина линии, Гл | 10^{12} | $10^{12}-10^{13}$ | $10^{12}-10^{13}$ | Непрерывно перестраиваемый широкополосный резонатор |
| | 10^6 | — | — | Одномодовый кольцевой лазер |
| | — | $(3-6) \cdot 10^{11}$ | $(3-6) \cdot 10^{11}$ | Резонатор с дифракционной решеткой |
| | — | $3 \cdot 10^{10}$ | $3 \cdot 10^{10}$ | Резонатор с дифракционной решеткой с расширением |
| | — | $3 \cdot 10^8$ | $3 \cdot 10^8$ | Дополнительно с эталоном Фабри-Перо |
| Выходная мощность, Вт | 0,1—1 | $(0,01-1) \cdot 10^6$ | $(0,1-10) \cdot 10^6$ | |
| Выходная энергия в импульсе, Дж | — | 0,01—1 | $(0,1-100) \cdot 10^{-3}$ | |
| Длительность импульса, нс | — | $(0,3-3) \cdot 10^3$ | 5—20 | |
| Частота повторения, Гц | — | 100 | 100 | Возможен режим в диапазоне кГц |
| КПД, % | 5—20 (оптический) | 0,5 (электрический) | 5—20 (оптический) | |

В наносекундных лазерах на красителях отражательные способности выходного зеркала составляют 0,1—0,4, а длины резонаторов достигают 10—40 см (длины резонаторов должны выбираться по возможности маленькими, чтобы при малой длительности импульса накачки существовала возможность в течение этого времени еще нескольких обходов резонатора).

Пример. Длительность импульса составляет 6 нс, длина резонатора 30 см, тем самым возможны 3 обхода резонатора. Относительно небольшое число обходов резонатора определяет, следовательно, в значительной степени также характеристики излучения (табл. 2.48).

2.8.4. СВОЙСТВА ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРОВ НА КРАСИТЕЛЯХ

Свойства излучения лазеров на красителях в основном определяются большой однородной шириной линии лазера (табл. 2.48, рис. 2.99 и 2.100). Это позволяет осуществить:

спектральную «конденсацию», т. е. преобразовать всю накопленную энергию излучения лазера на красителе в энергию излучения, сосредоточенную в узком диапазоне частот;

перестройку по частоте (при применении частотно-селективных элементов);

спектральное сужение на основе сильных процессов конкуренции между модами.

В качестве частотно-селективных элементов для достижения дальнейшего сужения (вплоть до одномодового режима), а также перестройки частоты применяются:

эталон Фабри-Перо;

дифракционные решетки;

интерференционные фильтры;

призмы;

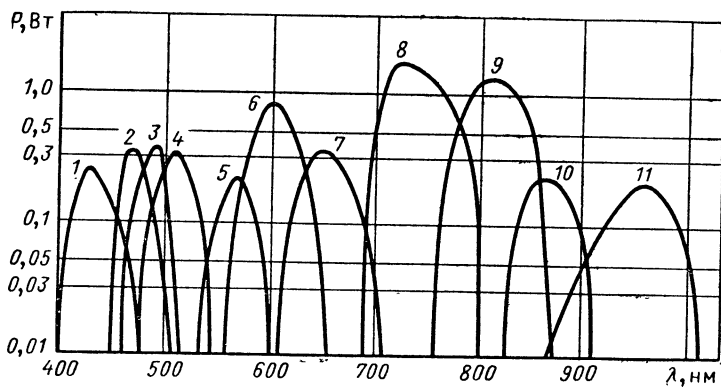


Рис. 2.99. Выходная мощность лазера на красителе непрерывного действия в зависимости от длины волны для различных красителей (криптоновый лазер накачки, многомодовый режим генерации мощностью примерно 10 Вт):

1 — стильбен; 2 — кумарин 1; 3 — кумарин 102; 4 — кумарин 30; 5 — родамин 110; 6 — родамин 6G; 7 — родамин 101; 8 — оксазин 1; 9 — DOTC; 10 — НТС; 11 — IR 140

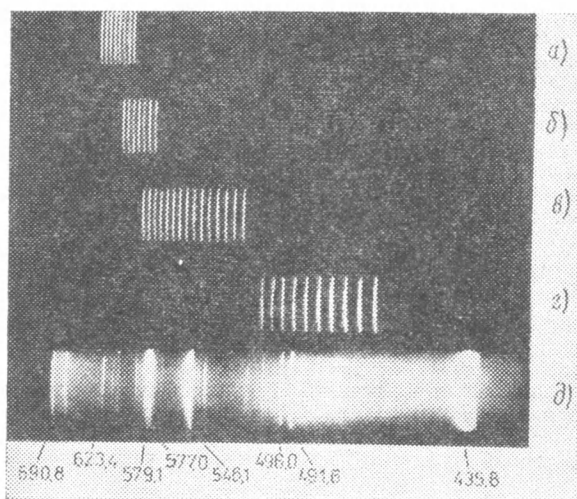


Рис. 2.100. Участок перестраиваемого спектра наносекундного лазера на красителе с резонатором с дифракционной решеткой и линзовой системой расширения пучка (величина шага 5 нм):

a — родамин В (630—595 нм); *б* — родамин 6G (605—575 нм); *в* — кумарин 153 (585—515 нм); *г* — кумарин 102 (505—460 нм); *д* — ртутный спектр сравнения

фильтры на основе двойного лучепреломления.

Эти элементы устанавливаются внутри резонатора лазера или для случая решетки (наиболее часто применяемый способ) вместо зеркала с отражательной способностью 100 % по автоколлимационной схеме (схема Литтрова). Перестройка частоты происходит путем поворота дифракционной решетки.

Между длиной волны λ и углом падения (дифракции) α имеет место следующее соотношение:

$$m\lambda = 2d \sin \alpha, \quad (2.133)$$

где m — дифракционный порядок решетки.

Пассивная ширина спектра $\Delta\lambda$ резонатора с дифракционной решеткой определяется выражением

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda d}{\pi W_T} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2d}\right)^2}, \quad (2.134)$$

где λ — длина волны; d — постоянная решетки; W_T — радиус наименьшего поперечного сечения пучка внутри резонатора.

Пример. С $W_T=0,1$ мм; $\lambda=600$ нм и дифракционной решеткой 2300 линий/мм получаем $\Delta\lambda=0,6$ нм.

В качестве отражательной решетки преимущественно используется

эшеллет в нескольких порядках или голографическая решетка в одном порядке (отражательная способность не более 0,9).

Ширина спектра резонатора с дифракционной решеткой может быть уменьшена, если расширяется лазерный пучок в резонаторе (увеличение W_r). Благодаря этому одновременно уменьшается лучевая нагрузка на решетку.

Допускаемое увеличение системы для расширения пучка: 1:5 для лазера на красителе с ламповой накачкой, 1:20—1:100 для наносекундных лазеров на красителях (для этого конструктивная длина системы уширения пучка должна быть меньше 10 см, чтобы длина резонатора оставалась малой).

В качестве систем расширителей пучка при примерно одинаковых возможностях, но различных затратах применяются (рис. 2.101, а—в):

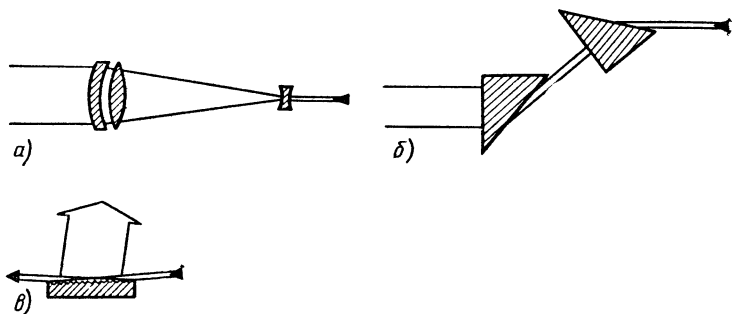


Рис. 2.101. Системы расширения пучка для лазеров на красителях: а — система линз; б — система призм; в — система с дифракционной решеткой

линзовая система (в общем случае телескоп Галилея); для корригирования этой системы требуются по меньшей мере три линзы;

система из призм, которая отличается простотой; требуется по меньшей мере две призмы для получения ахроматической системы; преимущество этой системы состоит в том, что излучение является линейно поляризованным, такая система часто применяется на практике;

система с дифракционной решеткой, при этом используется скольльзящее падение пучка на решетку (неавтоколлимационная схема Литтрова), благодаря этому получается простое устройство без дополнительной системы расширения пучка, однако предъявляются более высокие требования к качеству решетки (плоскостность, дифракционная эффективность). Излучение является линейно поляризованным.

С системой расширения пучка в наносекундном лазере на красителе достигается ширина спектра 10^{-2} нм. Ширину спектра можно дальше уменьшить с помощью дополнительного интерферометра Фабри-Перо.

Другая возможность уменьшения ширины спектра состоит в использовании распределенной обратной связи — РОС (distributed feedback — DFB) [61, 62] (рис. 2.102). Пучок накачки лазера на красителе разделяется на два, каждый из которых падает под одинаковым углом на кювету с раствором красителя. Интерферирующие пучки индуцируют за счет периодической пространственной модуляции показа-

теля преломления и усиления РОС-структуру (решетку). Пассивная ширина полосы $\Delta\lambda_{\text{DFB}}$ зависит от длин волн лазера накачки λ_p и лазера на красителе λ_{FL} , а также от ширины полосы $\Delta\lambda_p$ лазера накачки. Пассивная ширина полосы $\Delta\lambda_{\text{DFB}}$ определяется выражением

$$\Delta\lambda_{\text{DFB}} = (\lambda_{\text{FL}}/\lambda_p) \Delta\lambda_p. \quad (2.135)$$

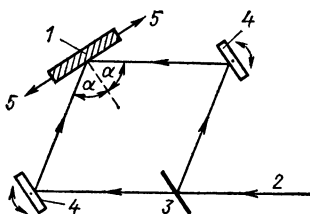


Рис. 2.102. Схема лазера на красителе с распределенной обратной связью (РОС) (distributed—feedback DFB):

1 — кювета с красителем; 2 — излучение накачки; 3 — светодетектор; 4 — отклоняющее зеркало; 5 — излучение лазера; α — угол падения

Преимущество: простая конструкция.

Недостаток: длина волны сложным образом зависит от параметров материала и линейных увеличений.

Области применения: интегральная оптика, пикосекундная спектроскопия.

С помощью специальных устройств возможна дальнейшая вариация свойств излучения.

В частности, можно осуществить:

генерацию субнаносекундных импульсов (наносекундный лазер) вблизи порога при больших потерях резонатора, длительность импульсов составляет 0,1—0,5 нс;

генерацию пикосекундных импульсов (см. разд. 2.10.2);

преобразование частоты с помощью эффектов нелинейной оптики (см. разд. 3.2).

Благодаря генерации гармоник (ГВГ) можно охватить УФ-область спектра до 217 нм (непрерывно перестраиваемое излучение), а посредством генерации суммарных частот с основной волной Nd-ИАГ-лазера можно расширить диапазон длин волн до 190 нм (табл. 2.49). Другой способ генерации УФ- и ВУФ-излучений дает вынужденное комбинационное (рамановское) рассеяние (ВКР — SRS) в газах и парах (см. разд. 3.2), особенно при использовании лазеров на красителях с накачкой мощными эксимерными лазерами [64].

Сдвиг частоты при комбинационном рассеянии можно использовать также для преобразования излучения лазеров на красителях в ИК-области спектра до 20 мкм.

Расширение ИК-области возможно также путем генерации разностной частоты при смешении с волной от другого лазерного источника (излучение твердотельных лазеров, излучение Nd-ИАГ-лазера). С помощью различных кристаллов можно охватить область длин волн до 18 мкм.

Коэффициент преобразования для указанных методов преобразования частот нелинейной оптики квадратично зависит от входной интенсивности, т. е. оптимальные условия требуют интенсивных пикосекундных или наносекундных импульсов излучения, в то время как преобразование непрерывного излучения твердотельного лазера проблематично.

Т а б л и ц а 2.49. Преобразование частоты излучения лазера на красителе (FL)

| Вид преобразования | Материал НЛО | Диапазон длин волн | КПД преобразования, % | Примечания |
|------------------------------------|---|--|---|---|
| SHG (генерация второй гармоники) | $\text{KB}_3\text{O}_8 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$
ADP, KDP | 217—265 нм
264—360 нм | 5—0,5 (нс—FL)
Менее 10 (нс—FL) | КПД преобразования для $\text{cw—FL} < 1\%$ |
| SFG (генерация суммарной частоты) | $\text{KB}_3\text{O}_8 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ | 190—217 нм | 1—10 (нс—FL) (отнесенный к мощности FL) | Смещение с 1,06 мкм (Nd-ИАГ-лазер) |
| DFG (генерация разностной частоты) | LiNbO_3
LiIO_3
AgGaS_2
AgAsS_2
GaSe | 1—5 мкм
1—5,6 мкм
1—12 мкм
1—13 мкм
1—18 мкм | 0,1—1 | Смещение преимущественно с излучением Nd-ИАГ-лазера или излучением FL |
| SRS (BKP) | Газы
Пары | 100—265 нм
1—20 мкм | Не более 1 (нс—FL) | Необходимы высокие мощности |

При генерации разностной частоты коэффициент преобразования в 10—100 раз меньше, чем при генерации гармоник. Предпосылками для получения оптимальных значений коэффициентов преобразования во всех случаях являются спектральные ширины не более 1 см^{-1} излучения лазеров на красителях и хорошая модовая структура.

2.9. ДРУГИЕ ТИПЫ ЛАЗЕРОВ

К настоящему времени уже имеют определенное значение или еще находятся в стадии разработки ряд других типов лазеров. Они дополняют имеющиеся типы лазеров по отношению диапазона длин волн и возможной перестройки частоты лазеров (лазеры на центрах окраски, рекомбинационный лазер), а также мощности и технологичности (химические лазеры и лазеры на свободных электронах).

2.9.1. ЛАЗЕРЫ НА ЦЕНТРАХ ОКРАСКИ

В качестве активной среды применяются кристаллы, содержащие щелочные металлы, с центрами окраски в различных конфигурациях $[\text{F}, \text{F}_\text{A}(\text{II}), \text{F}_\text{B}(\text{II}), \text{F}_2^+, \text{F}_3^+ \dots]$ [2.65].

Недостатки: центры окраски часто устойчивы по отношению к тепловому распаду только при низких температурах (77 K), поэтому необходимо охлаждение кристалла.

Преимущества:

относительно высокая мощность излучения в ближней ИК-области спектра (более высокая по сравнению с соответствующими полупроводниковыми лазерами);

широкий спектр флуоресценции центров окраски при одновременно сильной связи с кристаллической решеткой, так что относительно возможностей перестройки частоты и одномодового режима работы свойства активной среды идеальны.

Возбуждение активной среды осуществляется с помощью оптической накачки, в непрерывном режиме работы — с помощью ионного лазера, Nd-ИАГ-лазера или лазера на красителе, при импульсном возбуждении — с помощью ламповой накачки, эксимерных лазеров или лазеров на парах меди.

Только при импульсном возбуждении возможен также устойчивый режим работы при комнатной температуре ($\lambda \approx 1,2$ мкм при применении кристаллов с центрами окраски типа F).

Схема лазера на центрах окраски по конструкции резонатора аналогична схеме лазера на красителе (см. разд. 2.8) (рис. 2.103).

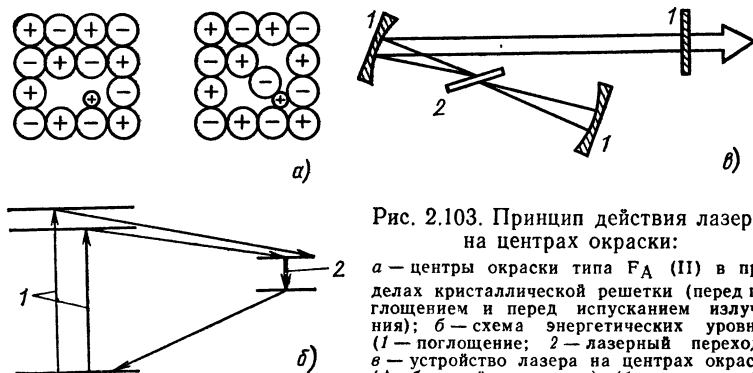


Рис. 2.103. Принцип действия лазеров на центрах окраски:

a — центры окраски типа F_A (II) в пределах кристаллической решетки (перед поглощением и перед испусканием излучения); *б* — схема энергетических уровней (1 — поглощение; 2 — лазерный переход); *в* — устройство лазера на центрах окраски (Λ -образный резонатор) (1 — зеркало; 2 — кристалл)

Преимущественный диапазон длин волн излучения лазера на центрах окраски лежит в пределах $\lambda = 1 \div 4$ мкм (табл. 2.50) с мощностью от 0,1 до нескольких ватт.

Т а б л и ц а 2.50. Свойства некоторых лазеров на центрах окраски [2.65]

| Параметр | Кристалл, тип центра окраски | | | |
|---------------------------------|------------------------------|------------------------|--------------|-------------|
| | KCl:Li,
F_A (II) | RbCl:Na,
F_B (II) | LiF, F_2^+ | KF, F_2^+ |
| Лазер накачки | Kr, Ar | Kr | Kr | Nd-ИАГ |
| Длина волны накачки, нм | 530, 647, 514 | 647, 677 | 647 | 1064 |
| Пороговая мощность накачки, мВт | 13 | 26 | 90 | 120 |
| Выходная мощность, мВт | 240 | 6 | 1700 | 310 |
| КПД, % | 9,1 | 2,1 | 57 | 22 |
| Диапазон перестройки, мкм | 2,1—2,9 | 2,5—2,9 | 0,8—1,0 | 1,26—1,48 |

Свойства излучения определяются чисто однородным уширением линии, а тем самым сильной конкуренцией мод (сильно выраженной, как и у лазеров на красителях). Соответственно этому в непрерывном режиме лазер на центрах окраски генерирует только несколько (2—3) мод из-за эффекта «выгорания дыр» (резонатор Фабри-Перо), межмодовый интервал составляет примерно 8 ГГц.

Легко достижим одномодовый режим с шириной линии меньше 1 МГц. Лазеры на центрах окраски применяются преимущественно в молекулярной спектроскопии в ближней ИК-области спектра: спектроскопии двойного резонанса, спектроскопии молекулярных пучков и многофотонной спектроскопии при измерении формы линии.

2.9.2. ЛАЗЕРЫ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

Первый лазер на свободных электронах (ЛЭС) (Free—electron—Laser, FEL) был реализован в 1976 г. С тех пор этому типу лазера уделяется все возрастающее внимание в различных странах [67—73*].

У лазеров на свободных электронах активной средой является электронный пучок высокой энергии. Реализация ЛЭС требует дополнительных полей. В качестве таких полей служат:

статические, периодически изменяющиеся в пространстве магнитные поля (ондуляторы, рис. 2.104), которые модулируют траектории

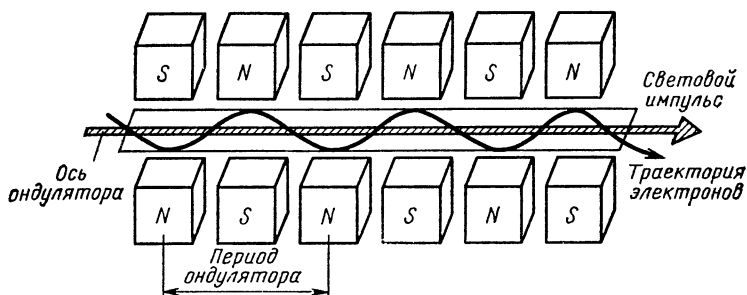


Рис. 2.104. Магнитный ондулятор, в котором поле образуется с помощью последовательности меняющихся магнитных диполей (S — южный полюс; N — северный полюс)

электронов и обуславливают, таким образом, излучение фотонов (магнитное тормозное излучение); большинство реализованных до сих пор ЛЭС основаны на этом принципе действия;

поля при распространении в среде (эффект Черенкова);

распространение в волноводе с решеткой (эффект Смита-Парселла).

* Название «лазер на свободных электронах» (Free—electron—Laser) выбрано не очень удачно, поскольку преобразование кинетической энергии (действительно) свободных электронов в электромагнитную энергию невозможно, потому что законы сохранения энергии и импульса одновременно не могут быть выполнены.

Последующее изложение относится к ЛСЭ, принцип действия которых основан на магнитном тормозном излучении.

Длина волны λ_L лазерного излучения равна:

$$\lambda_L = \frac{\lambda_W}{2\gamma^2} \left(+ \frac{eB\lambda_W}{2\pi mc} \right), \quad (2.136)$$

где λ_W — период ондулятора (или вигглера); γmc^2 — энергия электрона; $\gamma = [1 - (v/c)^2]^{-1/2}$; v — скорость электрона; B — магнитная индукция ондулятора (типичное значение — несколько десятых тесла).

Из уравнения (2.136) видно, что длина волны лазера на свободных электронах может быть последовательно настроена путем вариации скорости электронов v , периода ондулятора λ_W или поля ондулятора B .

Увеличение числа периодов ондулятора вызывает уменьшение ширины линии, увеличение усиления, уменьшение достигаемого КПД (выход: применение накопительных колец, в которых электроны после прохождения через ондулятор снова ускоряются для компенсации потерь на излучение, или применение замедляющих структур).

Большой интерес к ЛСЭ обоснованно связан с потенциальными возможностями, которые открывают лазеры. К этим возможностям относятся (даже если они реализуемы не в одном ЛСЭ) диапазон перестройки $50 \text{ нм} \leq \lambda_L \leq 1 \text{ мм}$, импульсная мощность свыше 1 МВт, ширина линии $\Delta\lambda_L/\lambda_L < 10^{-6}$, общий КПД более 10 % и длительность импульса $10^{-12} \text{ с} \leq \tau \leq \infty$.

Недостаток ЛСЭ: высокие экспериментальные затраты (особенно на источники релятивистских электронов).

В качестве источников электронов применяются линейные ускорители, накопительные кольца, микротроны (наиболее просто реализуемые).

Преимущественные диапазоны длин волн: ИК-диапазон, субмиллиметровый, УФ- и рентгеновский диапазоны (в видимом диапазоне существуют лазеры на красителях). Особых затрат требует генерация более коротких длин волн, для которой необходимы большие скорости электронов и (или) короткие периоды ондулятора.

Реализованные до сих пор ЛСЭ охватывают далеко не все названные возможности [71—73]. На рис. 2.105 показаны принципиальная схе-

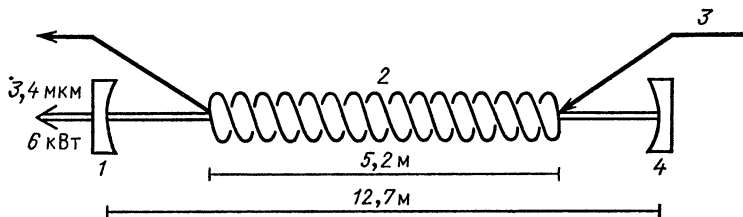


Рис. 2.105. Принципиальная конструкция ЛСЭ на основе магнитного тормозного излучения (указанные численные значения относятся к эксперименту, описанному в [66]):

1 — лазерное зеркало; 2 — периодическая структура магнитного поля (вигглер) (период 3,2 см; 0,32 Т); 3 — электронный луч (43 МэВ; 2,6 А); 4 — лазерное зеркало ($R=7,5 \text{ м}$)

ма созданного лазера на свободных электронах и полученные данные [66].

Самая короткая длина волны, на которой до сих пор было измерено усиление (0,07 % на проход), достигает 0,5 мкм [71]. До настоящего времени преимущественно исследовалась длина волны 10,6 мкм (длина волны CO_2 -лазера) и субмиллиметровая область спектра.

В этом диапазоне длин волн получены следующие максимальные значения (Лос-Аламосская Национальная лаборатория, 1984 г.): диапазон перестройки 9—35 мкм путем изменения энергии электронов в интервале 12—23 МэВ (накопительное кольцо); средняя мощность — несколько киловатт; длительность импульса 60 нс, в пределах которого получается примерно 200 микроимпульсов длительностью по 60 нс (что обусловлено источником электронов); импульсная мощность 10^7 Вт; КПД 2 %.

2.9.3. РЕКОМБИНАЦИОННЫЙ ЛАЗЕР

Рекомбинационные или плазменные лазеры имеют значение [74—77] как:

лазеры в видимой и в ближней ИК-областях спектра, которые отличаются относительной простотой, высоким сроком службы и высоким КПД (до 10 %);

лазеры, генерирующие в коротковолновой и вплоть до рентгеновской областях [2.77].

Активная среда. Активной средой является плазма, образуемая с помощью электрического разряда, плазма искры, образуемой лазерным излучением (преимущественно при генерации коротковолнового излучения).

Механизм накачки. Это электронно-ионная рекомбинация в переохлажденной плазме, в связи с чем характеристическое время подвода энергии может быть существенно больше, чем время жизни верхнего лазерного уровня (не требуется «swept gain pumping» в сверхкоротковолновой области спектра).

Принцип действия (рис. 2.106). Требуемые для усиления параметры плазмы получаются в двухступенчатых процессах: образуются атомы элемента E в ионизированном состоянии $E^{(Z+1)}$. Плазма расширяется (в вакуум или буферный газ), причем охлаждаются прежде всего горячие электроны. Благодаря этому возрастает скорость электронно-ионной столкновительной рекомбинации. Возникает инверсия заселенностей между такими уровнями, у которых опустошение нижнего уровня, например, за счет спонтанного излучения происходит быстрее по сравнению с уменьшением заселенности верхнего уровня.

Основная трудность. Это реализация подобных условий в плазме (плотность, температура), при которых образуется инверсия заселенностей энергетических уровней. Эти условия реализовать тем труднее, чем короче требуемая длина волны [76, 77].

Необходимые плотности электронов в рекомбинационной области составляют 10^{13} — 10^{14} см⁻³ для $Z=1$ и растут как Z^7 (scaling с Z^7). Температура электронов в области преобладания рекомбинации примерно равна Z^2 эВ. Следует принимать во внимание изменение длины волны пропорционально Z^{-2} вдоль изoeлектронных последовательностей.

Реализованные рекомбинационные лазеры. В видимой и ИК-областях спектра до сих пор было обнаружено свыше 100 лазерных переходов с максимальной удельной выходной энергией в ИК-области спек-

ра 10^{-7} Дж/см³. Особо были исследованы — SPER-лазеры (segmented plasma — excitation recombination, рекомбинационные лазеры на сегментированных разрядах) (рис. 2.107), у которых плазма образуется при разряде между металлическими полосками. В табл. 2.51 приведены данные о длинах волн, которые получаются при использовании лазеров этого типа;

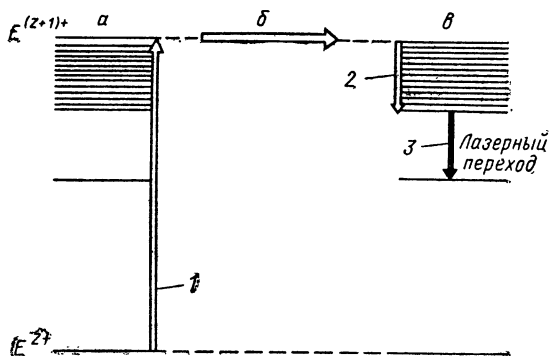


Рис. 2.106. К принципу действия рекомбинационного лазера [75]:

а — формирование плазмы ($N_e \approx 10^{15} - 10^{18}$ см⁻³); б — расширение плазмы (уменьшение N_e); в — распад; 1 — ионизация; 2 — ударная рекомбинация; 3 — излучательная рекомбинация

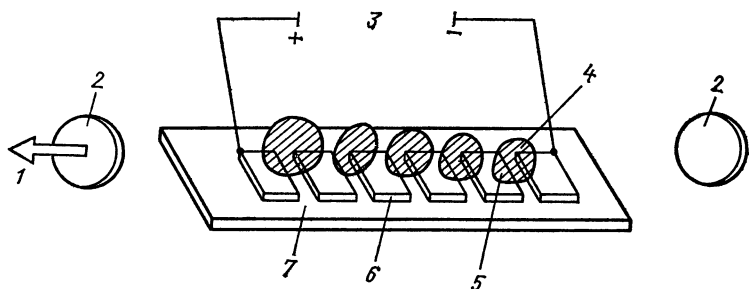


Рис. 2.107. Схематическое изображение SPER-лазера [75]:

1 — лазерное излучение; 2 — зеркало; 3 — импульс накачки; 4 — сферически расширяющаяся рекомбинирующая плазма; 5 — электрический разряд между металлическими сегментами (образование плазмы); 6 — металлические сегменты; 7 — изолирующая плата

—кольцевые рекомбинационные лазеры, у которых плазма образуется в виде цилиндра при применении двух стержневых электродов. Преимущество этого типа лазеров состоит в более высокой эффективности (до 10 %).

Т а б л и ц а 2.51. Выбранные длины волн реализованных SPER-лазеров [78]

| Атом или ион* | Длина волны лазерного излучения, мкм |
|---------------|--|
| Mg I | 1,081 |
| Mg II | 1,091 |
| Ca I | 1,905 |
| Cu I | 1,257; 1,815; 1,818; 3,089; 3,726; 5,460 |
| Cu II | 0,7807; 1,787 |
| Zn I | 1,170; 1,647; 1,844; 3,784; 3,779 |
| Zn II | 0,4924; 0,7757; 1,685 |
| Ag II | 1,646; 1,720; 1,735 |
| Cd I | 3,955 |
| In I | 3,903 |
| In II | 0,7685; 0,7353 |
| Sn I | 1,311; 1,176; 1,196; 1,305; 1,347 |
| Sn II | 0,5799; 1,063; 1,076; 1,239; 1,363 |
| Pb I | 1,109; 1,698; 1,797; 3,138; 3,799 |
| Pb II | 0,5372; 0,8396; 1,166; 1,324 |
| Bi I | 1,256; 1,286; 3,107 |
| Bi II | 0,7599; 0,8069 |

* Римские цифры после химического символа характеризуют заряд иона. Цифра I обозначает нейтральный атом.

Дальнейшее развитие. Применен принцип действия для генерации когерентного рентгеновского излучения (рентгеновский лазер). Проведены первые измерения усиления [77], при этом основными трудностями являются (λ — длина волны) пропорциональность усиления λ^3 , пропорциональность необходимой мощности накачки λ^{-4} , отсутствие зеркала с высокими коэффициентами отражения, уменьшение времени жизни спонтанного излучения λ^2 (для разрешенных переходов).

2.9.4. ХИМИЧЕСКИЙ ЛАЗЕР

Химические лазеры — особый вид газовых лазеров, накачка в которых происходит за счет химических реакций. Эти лазеры генерируют на многих длинах волн от 1,3 до 26 мкм, при этом могут быть достигнуты энергии в импульсе в диапазоне многих килоджоулей, непрерывные мощности лазерного излучения — в диапазоне многих киловатт.

Используются следующие методы возбуждения активной среды: синтез колебательно-возбужденных лазерных молекул:

а) химический гибридный лазер — образование реагирующих друг с другом атомов происходит в электрическом разряде, путем фотодиссоциации или диссоциации под действием электронного пучка;

б) чистый химический лазер — партнеры в реакции накачки образуются при горении (например, $\text{CS}_2\text{—O}_2$ — пламя \rightarrow CO — пламенный лазер), в импульсных цепных реакциях (например, $\text{H}_2\text{—F}_2$ — цепная реакция \rightarrow HF — лазер) или в химических реакциях в камере сгорания (рис. 2.108) (например, $\text{D}_2 + \text{F}_2 + \text{He}$ при $T \geq 1500 \text{ K} \rightarrow \text{F}, \text{F} + \text{H}_2 \rightarrow \text{HF}^*$);

химические процессы переноса энергии — образованные при химических реакциях колебательно-возбужденные молекулы отдают свою колебательную энергию при столкновениях второго рода и таким образом образуют в молекулах-партнерах по столкновению инверсию заселенностей, например $DF^* + CO_2 \rightarrow CO_2^* + DF$;

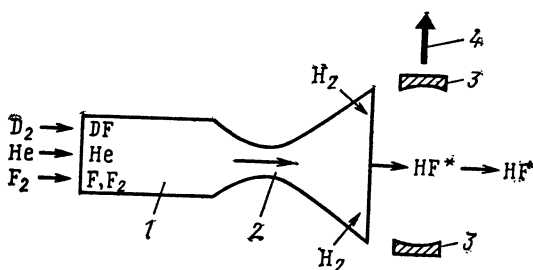


Рис. 2.108. Схема непрерывного химического HF-лазера:

1 — камера сгорания ($T \approx 1500$ K); 2 — сверхзвуковое сопло ($v > 4$ M); 3 — оптический резонатор (зеркало); 4 — лазерный луч; M — число Маха

фотодиссоциативные процессы — за счет фотодиссоциации молекул образуются возбужденные атомы, например $CF_3I + h\nu \rightarrow CF_3 + I^*$.

Химические реакции должны удовлетворять следующим критериям выбора для получения инверсии заселенностей.

1. Реакции должны быть экзотермическими, причем освобождаемая энергия реакции на молекулу должна быть больше, чем энергия фотона лазерного перехода. Для простых реакций в газовой фазе обычными являются значения этой энергии примерно до 200 кДж/моль. Таким образом, можно легко получить энергию возбуждения, достаточную для лазера в ИК-области спектра.

2. Если при химических реакциях образуются продукты реакции с различными возбужденными состояниями, то скорость формирования

Т а б л и ц а 2.52. Важные химические лазеры

| Активная среда | Длина волны, мм | Режим работы | Химическая реакция | Энергия реакции (энтальпия), кДж/моль |
|-----------------|-----------------|--------------|--|---------------------------------------|
| I | 1,315 | pw | $CF_3I + h\nu (270 \text{ нм}) \rightarrow CF_3 + I^*$ | |
| HF | 2,6—3,3 | pw, cw | $F + H_2 \rightarrow HF^* + H$ | —132,7 |
| DF | 3,6—4,2 | | | |
| HCl | 3,7—4,0 | pw, cw | $H + Cl_2 \rightarrow HCl^* + Cl$ | —188 |
| DCI | 5,0—5,6 | | | |
| HBr | 4,0—4,6 | pw | $H + Br_2 \rightarrow HBr^* + Br$ | —172 |
| DBr | 5,8—6,3 | pw | | |
| CO | 4,6—5,7 | pw, cw | $CS + O \rightarrow CO^* + S$ | —335 |
| CO ₂ | 10,6 | pw, cw | $DF^* + CO_2 \rightarrow DF + CO_2^*$ | |

Т а б л и ц а 2.53. Физико-технические параметры химических лазеров

| Параметр | I*-лазер | HF*-лазер | CO ₂ -лазер |
|-----------------------------|--|---------------------------------------|---|
| Длина волны | 1,315 мкм | 2,6—3,3 мкм | 10,6 мкм |
| Химическая реакция | Фотодиссоциация | $F + H_2 \rightarrow HF^* + H$ | Процесс передачи энергии
$DF^* + CO_2 \rightarrow CO_2^* + DF$ |
| Режим работы | Импульсный | Импульсный | Импульсный |
| Мощность | | Непрерывный 5 кВт | Непрерывный
>150 Вт |
| Энергия импульса | > 1 кДж (с усилителем) | ≥ 4 кДж | ≈ 7·10 ⁻⁴ Дж/(л·Па) |
| Длительность импульса | 1 нс | 20 нс | >30 мкс |
| Инициирование (возбуждение) | Хе-импульсные лампы | Плазмотрон, нагревание | Нагревание |
| Смесь газов | C ₃ F ₇ I+Ar+CO ₂ | $F_2:H_2:O_2:SF_6 = 1:0,25:0,3:0,125$ | $D_2:F_2:Cr_2:He = 1:3:6:60$ |
| Давление газа | ≈ 80 кПа | ≈ 170 кПа | ≈ 10 кПа |
| | | ≈ 100 кПа | ≈ 2 кПа |

для более высокого энергетического состояния должна быть больше, чем для нижнего состояния.

Успешная работа химического лазера в видимой области спектра до сих пор не доказана. У некоторых химических лазеров должны приниматься надлежащие меры по устранению продукта химической реакции, гасящего генерацию, например фтористоводородная кислота у HF-лазера (табл. 2.52 и 2.53).

Фтороводородный лазер. Мощный химический лазер предназначен для импульсного (более 4 кДж) и непрерывного (не менее 5 кВт) режимов работы. Длина волны лазерного излучения 2,6—3,3 мкм лежит, однако, в области сильного поглощения парами воды. Поэтому для случаев применения, при которых распространение лазерного излучения происходит в атмосфере, лучше выбирать DF-лазер (3,6—4,2 мкм). Колебательно-возбужденные молекулы HF в большинстве случаев образуются в реакции $F + H_2 \rightarrow HF^* + H$, причем больше 60 % энергии реакции ($\Delta k = -132,7$ кДж/моль) используется для возбуждения колебательных уровней.

Импульсный режим работы. Реакция в смеси газов $H_2(D_2) - F_2$ инициируется в разрядной камере под действием электрического разряда, электронного пучка или фотодиссоциации. Добавляются газы O_2 , He и SF_6 . Далее протекает цепная реакция. После инициирования реакции (например, с помощью световой вспышки) $F_2 + h\nu \rightarrow 2F$ идет цепная реакция через ступени: $F + H_2 \rightarrow HF^* + H$, $H + F_2 \rightarrow HF^* + F$.

Непрерывный режим работы. Если лазерная среда образуется в сверхзвуковом газовом потоке, то можно легко отвести невозбужденные молекулы HF и тепло. По этому принципу изготавливаются многокиловаттные HF- и DF-лазеры. Создание F-атомов может происходить или путем высокотемпературной диссоциации F_2 или SF_6 в электрической дуге (плазмотронный лазер), или путем сгорания смеси $H_2 - F_2$ ($T \approx 1500 - 1800$ K). Смесь газов расширяется через сверхзвуковое сопло, чтобы снизить температуру для создания частичной инверсии. H_2 добавляется к сверхзвуковому потоку для реакции с F до прохождения газа через оптический резонатор. В резонаторе колебательная энергия молекул HF преобразуется в энергию лазерного излучения.

2.10. СПЕЦИАЛЬНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ УСТРОЙСТВА

2.10.1. ЛАЗЕР С МОДУЛЯЦИЕЙ ДОБРОТНОСТИ

Лазер с модулированной добротностью является специальным устройством для генерации высокой импульсной мощности (достигнута импульсная мощность не выше 10^{11} Вт/см²) [1].

Для достижения высокой импульсной мощности могут применяться различные типы лазеров, однако на практике используются преимущественно твердотельные лазеры. Лазеры с модулированной добротностью применяются в нелинейной оптике (см. разд. 3.2), при обработке материалов (см. разд. 4.1), а также с рядом последовательных усилителей для создания плазмы в рамках исследования лазерного управляемого термоядерного синтеза (см. разд. 3.6).

Физический принцип модуляции добротности лазера заключается в том, чтобы допустить развитие генерации лазерного излучения лишь тогда, когда достигается максимум инверсной заселенности, создаваемой излучением накачки, и, следовательно, генерация лазерного излучения происходит с начальным усилением, намного большим порогового

значения. Такой режим работы можно обеспечить с помощью расположенного внутри резонатора затвора, который лишь тогда открывается для прохождения оптического излучения, когда достигается максимум инверсии заселенностей. Потери и добротность резонатора регулируются.

Без управления добротностью резонатора генерация лазера начинается тогда, когда при заданных потерях для резонатора инверсная заселенность достигает значения, которое соответствует пороговому условию. Далее вынужденное излучение в лазере снижает инверсную заселенность, а одновременное действие излучения накачки ее увеличивает, восстанавливая до порогового уровня до тех пор, пока излучение (импульсное) накачки становится недостаточным, чтобы поддерживать инверсную заселенность. Пороговое условие больше не выполняется, генерация лазера обрывается. Сформированный импульс оказывается достаточно длинным и пропорциональным мощности накачки со сравнительно низкой интенсивностью излучения.

Благодаря модуляции добротности (при одинаковой энергии) достигаются более короткие импульсы, более высокие интенсивности излучения.

Если включение затвора происходит при инверсной заселенности σ_A (пороговое значение $\sigma_S = \kappa/B$), то для максимального числа фотонов n_{\max} имеем

$$n_{\max} = \frac{\sigma_A}{2} \left(1 - \frac{\sigma_S}{\sigma_A} + \frac{\sigma_S}{\sigma_A} \ln \frac{\sigma_S}{\sigma_A} \right) \quad (2.137)$$

и для длительности импульса Δt

$$\Delta t = \sigma_A \left(1 - \frac{\sigma_\infty}{\sigma_A} \right) / (\sqrt{\pi} \kappa n_{\max}), \quad (2.138)$$

где σ_∞ обозначает остаточную инверсию после затухания импульса и определяется выражением

$$\frac{\sigma_\infty}{\sigma_A} = 1 + \frac{\sigma_S}{\sigma_A} \ln \frac{\sigma_\infty}{\sigma_A}. \quad (2.139)$$

Примеры. $\kappa = 10^8 \text{ с}^{-1} \rightarrow$,

$$\frac{\sigma_A}{\sigma_S} = 2; \quad n_{\max} = 0,077; \quad \Delta t = 59 \text{ нс};$$

$$\frac{\sigma_A}{\sigma_S} = 10; \quad n_{\max} = 3,35; \quad \Delta t = 1,7 \text{ нс}.$$

Достижимые интенсивности излучения (длительности импульсов) зависят от быстродействия затвора.

Следует различать медленные затворы (время переключения больше 10^{-6} с), быстродействующие затворы (время переключения от 10^{-7} до 10^{-9} с).

Речь идет об активном затворе.

К медленным затворам относятся:

1) вращающаяся точечная диафрагма. Ход лучей прерывается диафрагмой, и они свободно проходят только через маленькое отверстие

в течение короткого промежутка времени. Частота вращения диафрагмы 10 000 об/мин, время открытия составляет примерно 100 мкс (рис. 2.109);

2) вращающаяся призма или зеркало. Только когда одна сторона призмы с зеркальным покрытием или зеркало точно устанавливается параллельно относительно второго зеркала, может протекать генерация

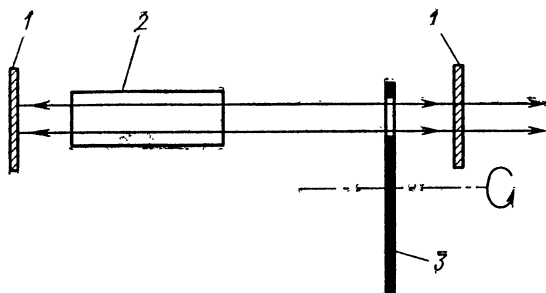


Рис. 2.109. Схема модуляции добротности с помощью вращающейся диафрагмы:

1 — зеркало резонатора; 2 — активная среда; 3 — диафрагма

лазерного излучения, скорость вращения достигает 20 000 об/мин;

3) ультразвуковая ячейка. С помощью ультразвука внутри кюветы с жидкостью образуется решетка, а резонатор отъюстирован таким образом, что собственное колебание соответствует первому дифракционному максимуму, частота ультразвука достигает 10^8 Гц.

В настоящее время медленные затворы применяются редко. Обычно применяются быстродействующие затворы, в качестве которых служат электрооптический затвор на основе ячейки Поккельса или Керра (рис. 2.110), акустооптический затвор (в кристалле с помощью квар-

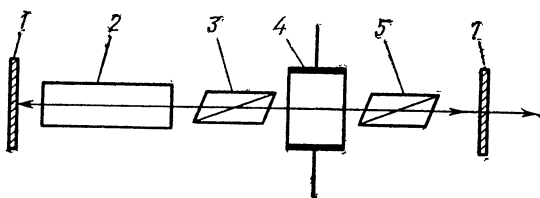


Рис. 2.110. Схема электрооптической модуляции добротности с помощью ячейки Поккельса:

1 — зеркало резонатора; 2 — активная среда; 3 — поляризатор; 4 — ячейка Поккельса; 5 — анализатор

цевого генератора образуется стоячая акустическая волна, на которой дифрагируют моды резонатора), магнитооптический затвор на основе эффекта Фарадея.

В ячейке Поக்கельса (см. разд. 2.11.4) находится электрооптическая двоякопреломляющая среда, которая поворачивает плоскость поляризации при приложении напряжения к среде на 90° . Анализатор установлен таким образом, что луч через него проходит только тогда, когда напряжение подается или снимается с ячейки. Для ячейки Поக்கельса применяется преимущественно кристалл DKDP (напряжение переключения составляет 9 кВ для длины волны $\lambda=1,06$ мкм, отключение происходит с помощью быстродействующего электронного переключателя или путем короткого замыкания искровым разрядником, длительность импульса составляет примерно 20 нс).

С помощью этих активных затворов можно получить высокие частоты повторения импульсов до нескольких десятков МГц.

У непрерывных лазеров (аргон, He-Ne) для повышения импульсной мощности часто применяется модифицированная модуляция добротности и разгрузка резонатора (cavity dumping) с помощью акустооптического модулятора.

Часто в качестве быстродействующего затвора применяется очень эффективный метод пассивного затвора с помощью насыщающегося поглотителя. В резонаторе находится поглотитель для лазерного излучения, который имеет тогда минимальные потери, когда все атомы поглотителя находятся в возбужденном состоянии, т. е. поглотитель находится в насыщенном состоянии. Включение затвора происходит самим лазерным излучением (времена переключения более 10^{-9} с). В качестве поглощающей среды применяются красители. Пассивная модуляция добротности в основном пригодна для режима одиночных импульсов

Таблица 2.54. Насыщающиеся поглотители для пассивной генерации пикосекундных импульсов с помощью лазеров на красителях

| Поглотитель | Лазерный краситель | Диапазон длин волн, нм |
|---|------------------------------|------------------------|
| 3,3'-дигексилоксакарбоцианиниид (DHC-иодид) | Кумарин 102 | 475—490 |
| 1,3'-диэтил-4,2'-квинолилоксадикарбоцианиниид (DQOC-иодид) | Флуорол 7GA | 550—580 |
| 3,3'-диэтилоксадикарбоцианиниид (DODC-иодид) | Родамин 6G | 584—625 |
| 1,3'-диэтил-4,2'-квинолилтикарбоцианиниид (DQTC-иодид) | Родамин В | 615—645 |
| 3,3'-диметилосатрикарбоцианиниид (DOTC-иодид) | То же | 605—639 |
| 1,1'-диэтил-2,2'-дикарбоцианиниид (DDC-иодид) | Крезил фиолетовый+родамин | 644—680 |
| 3,3'-диэтилтиадикарбоцианиниид (DTDC-иодид) | Крезил фиолетовый+родамин 6G | 644—680 |
| 1-3-3-, 1'-3'-3'-гексаметилиндотрикарбоцианиниид (HITC-иодид) | То же | 652—704 |
| 3,3'-диэтилтриадикарбоцианиниид (DTTC-иодид) | DOTC-иодид | 797—895 |
| 1,1'-диэтил-2,2'-тиакарбоцианиниид (2,2'-DTC-иодид) | HITC-иодид | 857—863 |
| | HITC-иодид | 870—880 |

лазерного излучения (просветление красителя). Импульсно-периодический режим работы требует применения проточной кюветы для красителя.

Выбор среды поглотителя должен происходить таким образом, чтобы достигалось максимальное поглощение лазерного излучения.

В качестве насыщающегося поглотителя применяются красители, в частности криптоцианин, растворенный в метаноле (для рубинового лазера), и фталоцианин, растворенный в нитробензоле (для лазера на стекле, активированном Nd) (табл. 2.54).

Модуляция добротности используется преимущественно в рубиновом лазере, Nd³⁺-лазере, Nd³⁺-ИАГ-лазере и СО₂-лазере, при этом достигаются пиковые мощности до 1 ГВт при длительности импульсов несколько наносекунд (табл. 2.55).

Таблица 2.55. Физико-технические параметры коммерческих лазеров с электрооптической модуляцией добротности

| Параметр | Рубиновый лазер | | Неодимовый лазер | | Nd-ИАГ-лазер | |
|-------------------------------------|-----------------|-----------------------------|------------------|-----------------------------|-----------------|----------------|
| | ГОР-1
(СССР) | 351
(США) | ОГМ-20
(СССР) | 28
(США) | 500 QT
(США) | 481 с
(США) |
| Импульсная мощность, МВт | 50—30 | 6,7
(ТЕМ ₀₀) | 20 | 130
(ТЕМ ₀₀) | 0,87 | 54 |
| Длительность импульса, нс | 10—15 | 30 | 20 | 15 | 15 | 15 |
| Частота повторения, с ⁻¹ | 30 | 30 | 1 | 6 | 0,02 | 0,1 |

2.10.2. ГЕНЕРАЦИЯ УЛЬТРАКОРОТКИХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ [2.1, 2.41]

Необходимые для исследований в области лазерной физики световые импульсы длительностью больше 10^{-13} с можно генерировать с помощью специальных устройств. Для этого применяются различные типы лазеров, включая ограниченный круг газовых лазеров. Лазерные устройства этого типа применяются преимущественно в лазерной спектроскопии сверхвысокого временного разрешения, прежде всего в области физики, химии и биологии.

Генерация ультракоротких световых импульсов происходит принципиально путем установления фиксированных фазовых соотношений (mode locking) между многими модами (см. подраздел. 2.14.3):

1. Активным методом путем модуляции лазерного излучения (применяется только в непрерывном режиме). Модулируются потери или также инверсия. Частота модуляции ν_m определяется половиной междоимового интервала $\nu_m \leq 100$ МГц.

Преимущество: воспроизводимая генерация коротких импульсов.

Недостаток: необходимы точная юстировка и очень устойчивая конструкция.

2. Пассивным методом с помощью насыщающегося поглотителя (применяется при непрерывном и импульсных режимах работы).

Преимущество: простая конструкция.

Недостаток: отсутствие высокой воспроизводимости.

Принцип действия насыщающегося поглотителя для генерации аналогичен принципу действия при модуляции добротности резонатора, однако поглощение следует выбирать более низким. Это обусловлено тем обстоятельством, что уже случайно образовавшиеся пики интенсивности излучения должны насыщать поглотитель и, следовательно, проходить через резонатор без существенных потерь. Эти пики интенсивности излучения усиливаются дальше, и после нескольких обходов резонатора при соответствующем выборе накачки при заданном времени релаксации поглотителя остается один ультракороткий импульс на проход в резонаторе, так что вследствие частичного вывода излучения возникает последовательность импульсов с интервалом $2L/c$.

Эта последовательность импульсов излучения затухает при отключении интенсивности накачки или остается при соответствующей непрерывной накачке.

В качестве насыщающегося поглотителя используются красители с подходящими поглощающими полосами и временами релаксации ($\tau = 10^{-6} \div 10^{-12}$ с) (см. 2.10.1, табл. 2.54). Поглотители устанавливаются внутри резонатора в кюветах или в виде струи (jet stream).

Кювету с поглотителем следует располагать вблизи 100 %-ного зеркала, по возможности в непосредственном контакте (для устранения возникновения импульсов-сателлитов).

В качестве лазеров применяются:

рубиновый лазер (импульсное возбуждение; длительность импульсов составляет 20—40 нс);

неодимовый лазер (стекло или ИАГ, импульсное или непрерывное возбуждение; длительность импульсов составляет 5—10 нс);

лазер на красителе (импульсное и непрерывное возбуждение; длительность импульсов составляет 0,2—1 нс при непрерывной накачке, 5—10 нс при накачке импульсными лампами).

Генерируемые лазером на красителе ультракороткие импульсы излучения перестраиваются по длине волны в широком диапазоне длин волн между 550 и 705 нм, 745 и 490 нм и с пробелами между 795 и 880 нм (см. табл. 2.48).

Для генерации коротких импульсов, особенно при использовании лазера на красителе, часто применяются дополнительные меры. К ним относятся:

1) инжекционная модуляция. Путем инъекции слабых пикосекундных импульсов (например, непрерывного лазера на красителе) можно вызвать генерацию интенсивных пикосекундных импульсов лазером на красителе с ламповой накачкой;

2) синхронная накачка (наиболее часто применяемый метод). Накачка лазера осуществляется непосредственно пикосекундными импульсами. В качестве лазера накачки применяется аргоновый или криптоновый лазер с электрооптическим затвором или синусоидальным модулятором в непрерывном режиме, пикосекундный рубиновый или ИАГ-лазер в импульсном режиме, причем длины резонаторов лазера на красителе и лазера накачки должны подстраиваться друг под друга.

Недостатки: точность согласования длин в области микрометров, стабильная модуляция источника света накачки с частотами около 100 МГц.

Преимущества: возможность перестройки в большом диапазоне длин волн, средняя импульсная мощность достигает 1 кВт, а длительность импульсов 0,5 нс.

Специальные устройства в сочетании с пассивной синхронизацией

мод в настоящее время позволяют генерировать световые импульсы фемтосекундного диапазона ($1 \text{ фс} = 10^{-15} \text{ с}$):

1. Комбинация метода синхронной накачки и пассивной синхронизации мод (mode locking) (синхронная накачка с дополнительным применением насыщающегося поглотителя) позволила получить импульсы длительностью 70 фс (относительно высокая стабильность).

2. Синхронизация мод во встречных пучках [colliding — pulse mode locking (CPM)]. Два импульса распространяются в противоположных направлениях через насыщающийся поглотитель и, таким образом, обеспечивают стабилизацию и укорочение импульсов, достигнутая при этом длительность импульса составляет 50 фс.

3. Двойная синхронизация мод (double mode locking). Связь лазера через среду, которая действует как пассивный поглотитель для лазера накачки и как синхронно возбужденная активная среда для второго лазера.

До сих пор была получена самая короткая длительность импульса 16 фс (при применении CPM и последующей компрессии импульса в оптическом волокне) [82].

2.10.3. ЧАСТОТНО-СТАБИЛИЗИРОВАННЫЕ ЛАЗЕРЫ

Частотно-стабилизированные лазеры являются специальными устройствами для получения лазерного излучения с точно определенной частотой, например с одним атомным переходом, с малой шириной линии в течение продолжительного периода времени.

Для этой цели рассматриваются непрерывно излучающие лазеры. Частотно-стабилизированные лазеры применяются в основном в метрологии, измерительной технике и лазерной спектроскопии.

Принципиально лазеры имеют в одномодовом режиме очень узкий спектр частот, при этом точное положение частоты лазерного излучения определяется собственной частотой резонатора и расстоянием между зеркалами (длиной резонатора). Колебания длины (оптической) резонатора приводят к колебаниям частоты. Следует различать:

1) кратковременные колебания (меньше 1 с), обусловленные акустическими и механическими возмущениями конструкции резонатора, колебаниями тока в электрическом разряде, изменениями давления и плотности в среде, через которую распространяется лазерный пучок;

2) долговременные колебания (более 1 с), обусловленные изменениями окружающей температуры.

Пример. С резонатором лазера, изготовленным из инвара, изменение температуры окружающей среды $\Delta T = 4 \cdot 10^{-4} \text{ К}$ приводит к изменению частоты $\Delta \nu_A = 100 \text{ кГц}$ в видимой области спектра.

Стабильность частоты характеризуется отношением частоты к среднему отклонению частоты $\Delta \nu_A$:

$$S = \nu / \Delta \nu_A. \quad (2.140)$$

Общие меры для стабилизации (пассивной) частоты (для не слишком высоких значений $S \leq 10^7$ за несколько часов):

устойчивая и жесткая конструкция резонатора (массивное, свободное от вибраций основание);

экранирование (корпуса) от акустических, электрических и магнитных воздействий;

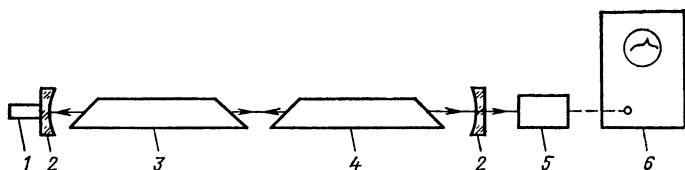


Рис. 2.111. Схема стабилизации частоты методом обращенного лэмбовского провала:

1 — пьезокерамика; 2 — лазерное зеркало; 3 — лазер; 4 — поглощающая ячейка; 5 — приемник; 6 — осциллограф

устранение воздушных турбулентных потоков в пространстве между зеркалами;

обеспечение тепловой стабильности (должны использоваться материалы с незначительными коэффициентами расширения — кварц, инвар).

Применяются следующие методы активной стабилизации.

1. Пассивный резонатор с высокой добротностью вне резонатора лазера дает опорную частоту, отклонения вызывают электрический сигнал, который применяется для управления резонатором лазера.

2. Лэмбовский провал ($\lambda\text{mb-dip}$) (см. подраздел. 2.1.4.1) точно находится в центре атомного перехода и соответствует более низкой выходной интенсивности излучения по сравнению с соседними частотами. Отклонения от этого минимума регистрируются и используются для управления резонатором лазера (смещение зеркала резонатора с помощью пьезокерамики).

3. Обратный лэмбовский провал ($\text{inverse } \lambda\text{mb-dip}$). Внутри резонатора располагается поглощающая ячейка. Линии поглощения содержащегося в ней газа дают опорную частоту, поскольку в этом месте поглощение имеет минимум, а интенсивность лазерного излучения имеет максимум. Отклонения используются для управления резонатором лазера (рис. 2.111). Этот метод стабилизации частоты наиболее часто используется на практике.

Преимущества: опорная частота не зависит от лазерной среды; незначительно столкновительное уширение, поскольку давление газа низкое; свободный выбор газа для поглощения.

Другую возможность, применяемую для специальных целей, дает лазер, работающий на двух модах, частоты которых расположены симметрично относительно опорной частоты.

Лазерами, в которых можно достигнуть высокой стабильности частоты, являются He-Ne-лазер, $\lambda=0,633$ мкм, поглощающая ячейка с I_2 , He-Ne-лазер, $\lambda=3,39$ мкм, поглощающая ячейка с CH_4 , CO_2 -лазер, $\lambda=9\div 11$ мкм, поглощающая ячейка с CO_2 , OsO_4 или SF_6 .

Достигнутые в лаборатории предельные значения для стабильности частоты $S \leq 10^{13}$, для воспроизводимости $R \leq 10^{12}$. Промышленным частотно-стабилизированным лазером является He-Ne-лазер с $\lambda=0,633$ мкм, $S \leq 10^9$, $R \leq 10^8$.

Стабилизация частоты других типов лазеров (лазеры на красителях, инжекционные лазеры, лазеры на центрах окраски) происходит посредством оптической или электронной связи их лазеров с названными выше частотно-стабилизированными газовыми лазерами.

2.11. ОПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ В ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМАХ

2.11.1. ХАРАКТЕРИСТИКИ ОПТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Оптические материалы характеризуются показателем преломления n , который для изотропных сред не зависит от выбранных направлений. Показатель преломления света зависит от частоты ν света или длины волны (табл. 2.56). При слабой зависимости показатель преломления

Т а б л и ц а 2.56. Показатели преломления некоторых оптически изотропных материалов

| Материал | Показатель преломления | Длина волны, мкм |
|--------------------------------|------------------------|------------------|
| Оптическое стекло | 1,45—1,93 | 0,546 |
| Хлористый натрий | 1,544 | 0,589 |
| | 1,495 | 10,010 |
| Бромид калия | 1,560 | 0,589 |
| | 1,524 | 11,040 |
| Фтористый кальций | 1,429 | 1,010 |
| | 1,316 | 9,430 |
| KRS 5 | 2,625 | 0,579 |
| | 2,371 | 9,72 |
| | 2,268 | 33,0 |
| Арсенид галлия | 3,34 | 8,0 |
| | 2,41 | 19,0 |
| Синтетическое кварцевое стекло | 1,544 | 0,589 |
| | 1,167 | 7,0 |
| Сапфир | 1,769 | 0,580 |
| | 1,586 | 5,577 |
| Кремний | 3,496 | 1,367 |
| | 3,418 | 10,0 |
| Германий | 4,037 | 3,3 |
| | 4,003 | 10,6 |
| Селенид цинка | 2,400 | 10,6 |

часто можно интерполировать с достаточной точностью (примерно 0,5 %) по формуле $n=1+A[1+(B/\lambda^2)]$. Показатель преломления у всех материалов зависит от температуры.

У газообразных сред следует обращать внимание на то, что показатель преломления n зависит от плотности ρ . В первом приближении ($n-1 \ll 1$) справедливо выражение

$$n-1=(n_0-1)\frac{\rho}{\rho_0}\left[1-\frac{1}{6}(n_0-1)\left(1-\frac{\rho}{\rho_0}\right)\right], \quad (2.141)$$

где n_0 — показатель преломления при плотности ρ_0 .

Линейный коэффициент поглощения α описывает ослабление интенсивности света при прохождении через среду толщиной L согласно

закону

$$I = I_0 e^{-\alpha L}. \quad (2.142)$$

В зависимости от цели применения следует различать следующие параметры поглощения: α — линейный коэффициент поглощения, 1/м; κ — показатель поглощения; $n\kappa = \lambda_0 \alpha / 4\pi$ — мнимая часть комплексного показателя преломления ($n\kappa = \lambda_0 \alpha / 4\pi$).

Коэффициент пропускания (τ) указывает, сколько еще имеется процентов падающего света после прохождения через среду толщиной L , причем в τ входят потери, обусловленные отражением.

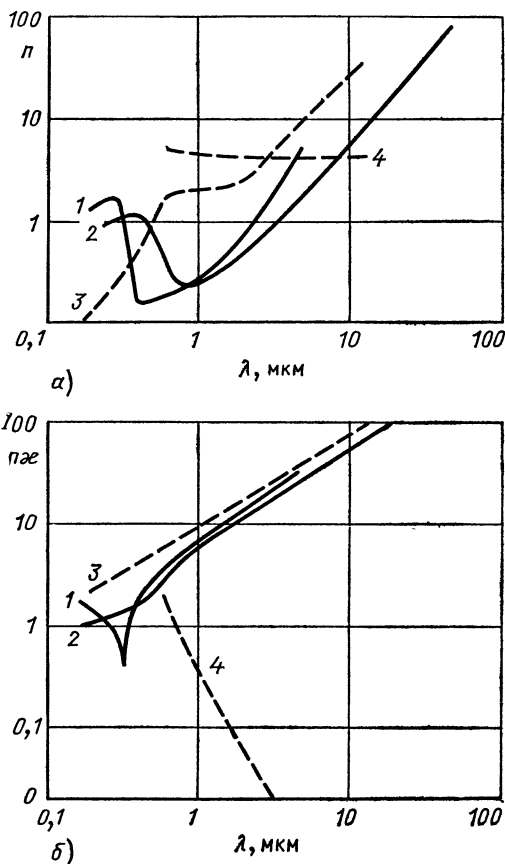


Рис. 2.112. Показатели преломления (а) и коэффициенты поглощения некоторых материалов (б):

1 — серебро; 2 — золото; 3 — алюминий; 4 — германий

Коэффициент внутреннего пропускания (t) не содержит потерь при отражении, как τ . Для среды с показателем преломления n при нормальном падении света (обычная геометрия для измерения величины τ) с учетом многократных отражений имеем

$$\tau = \frac{(1-r)^2 t}{1-r^2 t^2}, \quad (2.143)$$

где
$$r = \left(\frac{1-n}{1+n} \right)^2.$$

Для $\alpha L \ll \frac{1}{2} \left(\frac{n+1}{n-1} \right)^4$ имеем $t = \tau \frac{1+n^2}{2n}$.

Для $\tau \ll 8 \left(\frac{n}{n^2-1} \right)^2$ имеем $t = \tau \frac{(n+1)^4}{16n^2}$.

Кроме того, вообще справедливо соотношение $\alpha = (1/L) \ln(100/t)$; десятичный показатель экстинкции $E = \lg(100/t)$; десятичный показатель ослабления излучения $m = (1/L) \lg E$, 1/м. Точно так же, как и показатели преломления n , коэффициенты поглощения зависят от длины волны (рис. 2.112). Часто имеет значение их зависимость от температуры.

2.11.2. ГАУССОВ ПУЧОК

Наряду с плоскими волнами особое значение имеют гауссовы пучки, поскольку такие пучки преимущественно генерируются лазерами. Гауссовы пучки отличаются, в частности, от плоских волн распределением интенсивности излучения в плоскости, перпендикулярной направлению распространения.

Среди гауссовых пучков выделяется тип лазерных пучков с цилиндрической симметрией (рис. 2.113).

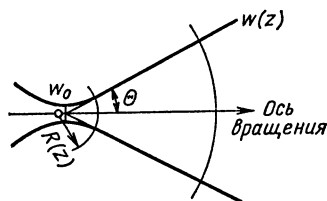


Рис. 2.113. Сечение гауссова пучка TEM_{00} [z —ось вращения; w_0 —радиус шейки пучка; $R(z)$ —радиус волнового фронта в точке z ; θ —половина угла расходимости в дальней зоне; $w(z)$ —радиус пучка в точке z]

Лазерный пучок распространяется в направлении оси z , начиная от своего самого узкого места при $z=0$ [место перетяжки (шейки) пучка]. Амплитуда ψ (напряженность электрического поля) пучка имеет вид

$$\psi = \left(\sqrt{2} \frac{r}{w} \right)^l L_p^l \left(2 \frac{r^2}{w^2} \right) \exp \left\{ -i \left[P(z) + \frac{kr^2}{2q(z)} + l\Phi(z) \right] \right\}, \quad (2.144)$$

где p —радиальный номер моды (целое число); l —азимутальный но-

мер моды (целое число); L_p^l — присоединенный полином Лагерра;

$$iP = \ln \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2} \right)^2} - i \operatorname{arctg} \frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2}; \quad (2.145)$$

$$k = 2\pi/\lambda$$

$$q(z) = i \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda} + z \text{ и } \frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi \omega^2(z)}; \quad (2.146)$$

$$\Phi(z) = (2p + l + 1) \operatorname{arctg} \frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2}; \quad (2.147)$$

$$\omega^2(z) = \omega_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2} \right)^2 \right]; \quad (2.148)$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi \omega_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right], \quad (2.149)$$

где ω_0 — радиус шейки пучка.

Величина $b = k\omega_0^2$ называется конфокальным параметром. Интенсивность излучения получается пропорциональной $\psi\psi^*$. Для случая $p=0$ и $l=0$ простейшего гауссова пучка (мода TEM_{00} , основная мода) имеем

$$\psi = \frac{\omega_0}{\omega(z)} \exp\left(-\frac{r^2}{\omega^2(z)}\right) \exp\left\{-i\left[kz - \Phi(z) + \frac{r^2 k}{2R(z)}\right]\right\}; \quad (2.150)$$

$$\Phi(z) = \operatorname{arctg} (\lambda z / \pi \omega_0^2).$$

Волновой фронт волны приближенно соответствует (особенно вблизи оси z) сферической поверхности радиусом R .

Половина угла расходимости (спад интенсивности по уровню $1/e^2$ относительно значения 1 на оси) составляет

$$\Theta = \lambda / (\pi \omega_0). \quad (2.151)$$

Преобразование цилиндрически симметричного гауссова пучка при прохождении через тонкую линзу с фокусным расстоянием f осуществляется согласно рис. 2.114.

Если все значения измеряются непосредственно слева или справа от линзы, то получаем

$$\frac{1}{R_2} = \frac{1}{R_1} - \frac{1}{f}, \quad R > 0 \text{ — выпуклый волновой фронт};$$

$$R < 0 \text{ — вогнутый волновой фронт}$$

$$\frac{1}{q_2} = \frac{1}{q_1} - \frac{1}{f}, \quad (\text{рассматривается со стороны } z = \infty).$$

Эти соотношения справедливы только в том случае, если диаметр D линзы по крайней мере в 1,7 раза больше, чем диаметр 2ω непосредственно слева от линзы. Если это условие не выполняется, то появляются отклонения, обусловленные дифракцией.

Несмотря на сходство приведенных выше соотношений с уравнениями, определяющими формирование изображения в геометрической оптике, совпадения нет, если рассмотреть отображение шейки гауссова пучка на себя:

$$\begin{array}{ll} \text{гауссов пучок} & \text{геометрическая оптика} \\ d_2 - f = \frac{(d_1 - f)f^2}{(d_1 - f)^2 + \left(\frac{\pi w_{01}^2}{\lambda}\right)^2}; & d_2 - f = \frac{(d_1 - f)f^2}{(d_1 - f)^2}; \end{array} \quad (2.152)$$

$$w_{02} = w_{01} \frac{f}{\sqrt{(d_1 - f)^2 + \left(\frac{\pi w_{01}^2}{\lambda}\right)^2}}; \quad w_{02} = w_{01} \frac{f}{d_1 - f}. \quad (2.153)$$

Эти соотношения переходят друг в друга лишь для $d_1 - f \gg \pi w_{01}^2 / \lambda$.

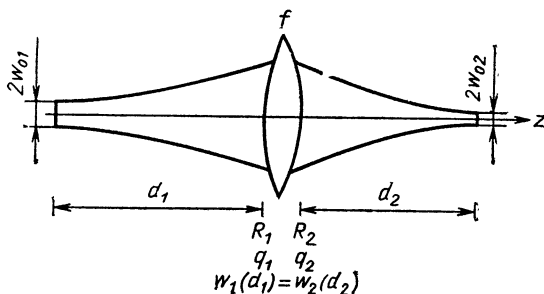


Рис. 2.114. Отображение шейки гауссова пучка

2.11.3. ОПТИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ (ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ)

Некоторые материалы (кристаллический кварц, сахар и др.) могут вращать плоскость поляризации падающего на них линейно поляризованного света (оптическая активность).

Ряд веществ приобретает эти свойства под влиянием магнитного поля (эффект Фарадея). Угол вращения φ определяется соотношением

$$\varphi = V | \mathbf{B} | L, \quad (2.154)$$

где V — постоянная, характерная для вещества и носящая название постоянной Верде, град/(м·Т); \mathbf{B} — плотность магнитного потока (магнитная индукция, Тл); L — длина пути света в веществе.

Для флинта имеем $V = 7610$ град/(м·Т).

Если перед слоем такого вещества длиной L , который вызывает вращение плоскости поляризации на 45° , установить поляризатор, то свет, который распространяется слева, будет проходить через это уст-

ройство (рис. 2.115). Свет, распространяющийся справа, напротив, не будет проходить через это устройство. Такое устройство служит в качестве оптического изолятора.

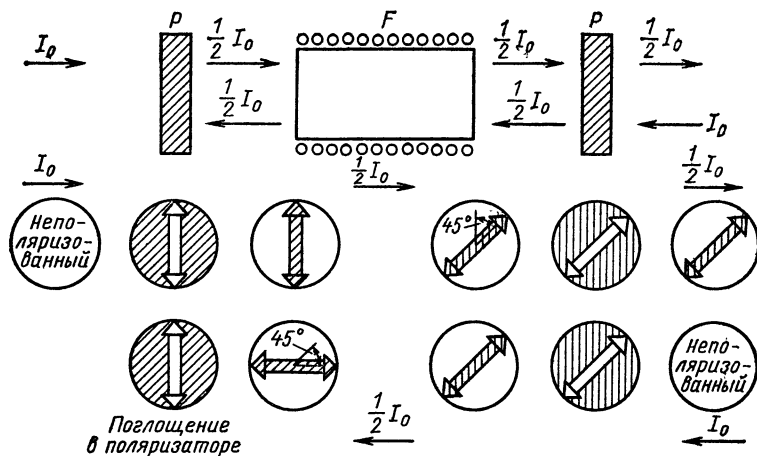


Рис. 2.115. Вентиль Фарадея. Положение плоскости колебаний прошедшего света (заштрихованные стрелки) в зависимости от направления падающего света [P — поляризаторы (плоскость колебаний указана белой стрелкой); F — вентиль Фарадея с обмоткой, создающей магнитное поле]

2.11.4. ОПТИЧЕСКИЕ ОДНООСНЫЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ПЛАСТИНКИ

Четвертьволновая пластинка (получение циркулярно поляризованного света). Четвертьволновая пластинка (пластинка $\lambda/4$) вырезается из оптически одноосного кристалла таким образом, что оптическая ось лежит в плоскости среза ($\kappa=90^\circ$). Падающий пучок падает перпендикулярно на плоскость среза ($\varphi=0^\circ$).

Действующие показатели преломления n_o для ТЕ-волны, n_e для ТМ-волны приведены в табл. 2.57. В плоскости падения лежат оптическая ось и волновой вектор падающей плоской волны.

Пусть падающий свет длины волны λ является линейной поляризованным и имеет амплитуду u_o . Его плоскость поляризации образует с плоскостью падения угол Θ , равный 45° . Тогда ТЕ- и ТМ-волны получают с одинаковыми амплитудами.

При толщине d кристаллической пластинки эти волны после прохождения через нее приобретают разность фаз

$$\Delta\varphi = (n_o - n_e) d (2\pi/\lambda). \quad (2.155)$$

Для определенной длины волны толщина кристаллической пластинки

Т а б л и ц а 2.57. Показатели преломления оптически одноосных кристаллов

| Кристалл | Показатель преломления | | Длина волны, мк |
|------------------------------|------------------------|---------|-----------------|
| | n_o | n_e | |
| ADP | 1,62598 | 1,56738 | 0,2138560 |
| | 1,54592 | 1,49698 | 0,3662878 |
| | 1,50364 | 1,46666 | 1,152276 |
| BaTiO ₃ | 2,5637 | 2,4825 | 0,4579 |
| | 2,4760 | 2,4128 | 0,5321 |
| | 2,2947 | 2,2593 | 2,1284 |
| CdSe | 2,6448 | 2,6607 | 0,8 |
| | 2,4929 | 2,5133 | 1,4 |
| | 2,4491 | 2,4685 | 4,0 |
| CdS | 2,743 | 2,726 | 0,515 |
| | 2,628 | 2,637 | 0,535 |
| | 2,528 | 2,545 | 0,575 |
| LiIO ₃ | 1,948 | 1,780 | 0,40 |
| | 1,901 | 1,750 | 0,53 |
| | 1,860 | 1,719 | 1,06 |
| LiNbO ₃ | 2,4144 | 2,3638 | 0,42 |
| | 2,2407 | 2,1580 | 1,20 |
| | 2,1193 | 2,0564 | 4,20 |
| LiTaO ₃ | 2,2420 | 2,2468 | 0,45 |
| | 2,1174 | 2,1213 | 1,60 |
| | 2,0335 | 2,0377 | 4,00 |
| KDP | 1,60177 | 1,54615 | 0,2138560 |
| | 1,52909 | 1,48409 | 0,3662878 |
| | 1,49135 | 1,45893 | 1,152276 |
| AgAsS ₃ (прустит) | 3,0190 | 2,7391 | 0,6328 |
| | 2,8067 | 2,5756 | 1,129 |
| | 2,7318 | 2,5178 | 4,62 |
| Te | 6,372 | 4,929 | 4,0 |
| | 6,253 | 4,802 | 9,0 |
| | 6,230 | 4,785 | 14,0 |
| ZnO | 2,1058 | 2,1231 | 0,45 |
| | 1,9197 | 1,9330 | 2,00 |
| | 1,8891 | 1,9068 | 4,00 |

ки выбирается таким образом, чтобы

$$(n_o - n_e) d = \lambda/4. \quad (2.156)$$

Тем самым получаем $\Delta\varphi = \pi/2$.

За кристаллической пластинкой образуется свет с круговой поляризацией, а именно от знака $(n_o - n_e)$ получается свет с левой или правой круговой поляризацией.

Полуволновая пластинка (пластинка $\lambda/2$) (рис. 2.116). Полуволновая пластинка выбирается аналогично пластинке $\lambda/4$:

$$(n_o - n_e) d = \lambda/2. \quad (2.157)$$

Пусть угол Θ будет произвольным. Тогда в плоскости разреза на

стороне падения пучка света имеем

$$\psi_{TM} = \psi_0 \cos \Theta \exp(-i\omega t + \varphi_0); \quad (2.158)$$

$$\psi_{TE} = \psi_0 \sin \Theta \exp(-i\omega t + \varphi_0) \quad (2.159)$$

и в плоскости разреза на выходной стороне

$$\psi_{TM} = \psi_0 \cos \Theta \exp(-i\omega t + \varphi_1); \quad (2.160)$$

$$\psi_{TE} = -\psi_0 \sin \Theta \exp(-i\omega t + \varphi_1). \quad (2.161)$$

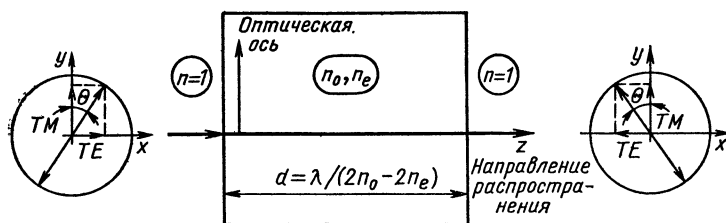


Рис. 2.116. Вращение плоскости поляризации в пластинке $\lambda/2$. Плоскость изображения идентична плоскости падения. Круговые диаграммы показывают положение плоскостей колебаний перед и за пластинкой. Оптическая ось совпадает с осью y системы координат

Это означает, что выходящий свет линейно поляризован, но его плоскость поляризации повернута на угол 2Θ относительно плоскости поляризации падающего пучка.

Призма Глана—Томпсона (рис. 2.117). Оптическая ось первой призмы проходит перпендикулярно плоскости чертежа. Угол φ выбира-

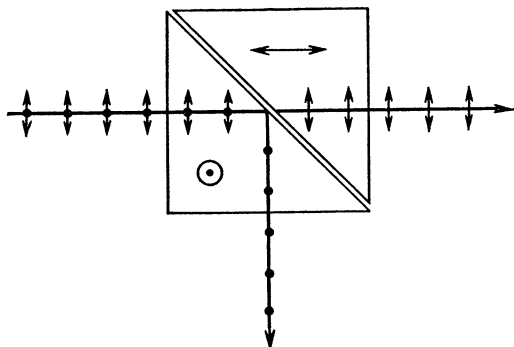


Рис. 2.117. Призма Глана—Томпсона в разрезе:

⊙ — оптическая ось перпендикулярна плоскости рисунка; \longleftrightarrow — оптическая ось в плоскости рисунка; ● — плоскость поляризации волны ТМ перпендикулярна плоскости рисунка; \updownarrow — плоскость поляризации волны ТЕ в плоскости рисунка

ется таким образом, что необыкновенный луч полностью отражается на гипотенузе первой призмы, обыкновенный луч проходит через эту призму.

Вторая призма (оптическая ось лежит в плоскости чертежа) служит для того, чтобы обыкновенный луч вышел из устройства, образованного двумя призмами, без отклонения. Угол φ следует выдерживать до десятых долей градуса. Падающий луч также должен попадать перпендикулярно на первую призму с точностью до десятых долей градуса, в противном случае обыкновенный и также необыкновенный лучи или отражаются, или пропускаются оба.

Эффект Погкельса. Под влиянием электрического поля определенные кристаллы становятся двоякопреломляющими или их двоякопреломляющие свойства изменяются. Таким кристаллом является, например, KDP (дигидрофосфат калия). Если напряжение на кристалле отсутствует, то тогда как на обыкновенный, так и на необыкновенный луч действует показатель преломления n_0 .

Если к кристаллу прикладывается напряжение, то в нем возникает анизотропия, которая приводит к появлению второй оптической оси в плоскости, перпендикулярной электрическому полю. Длина d ячейки выбирается таким образом, чтобы имело место следующее соотношение:

$$(n_0 - n_e)_{\text{Поккельс}} d = \lambda/2 = pU; \quad (2.162)$$

$$p_{\text{KDP}} = 3,6 \cdot 10^{-11} \text{ м/В}; \quad p_{\text{LiNbO}_3} = 3,7 \cdot 10^{-11} \text{ м/В}.$$

Такой кристалл устанавливается между двумя скрещенными поляризаторами таким образом, чтобы при $U=0$ В свет не проходил через такое устройство. После приложения напряжения U , которое удовлет-

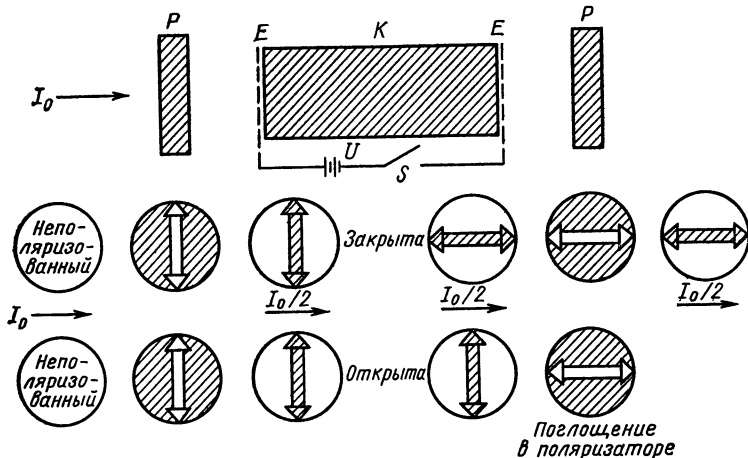


Рис. 2.118. Положение плоскостей колебаний прошедшего света (заштрихованные стрелки) для двух состояний ячейки Погкельса (продольная ячейка):

P — поляризатор (плоскость колебаний указана белой стрелкой); E — электроды; K — кристалл; S — переключатель; U — источник питания

воряет условию (2.162), ячейка Поккельса (рис. 2.118) поворачивает плоскость поляризации падающего линейно поляризованного света на 90° , и только для этого направления колебаний второй поляризатор прозрачен. Таким образом, ячейка Поккельса служит в качестве электрооптического затвора.

Эта ячейка работает аналогичным образом, если электрическое поле прикладывается перпендикулярно оптической оси (поперечный эффект Поккельса).

Оба устройства могут быть использованы также для модуляции интенсивности излучения.

Эффект Керра. Жидкости и стекла под влиянием электрического поля могут становиться оптически анизотропными (двоичнопреломляющими) (электрооптический эффект Керра). Индуцированная оптическая ось лежит параллельно направлению приложенного электрического поля. Возникающее двойное лучепреломление определяется выражением

$$\Delta n = n_o - n_e = K\lambda E^2, \quad (2.163)$$

где E — напряженность приложенного электрического поля; K — постоянная Керра: для нитробензола $K = 2,4 \cdot 10^{-12}$ м/В²; для стекла $K = 3 \cdot 10^{-16} \div 2 \cdot 10^{-25}$ м/В²; для воды $K = 4,4 \cdot 10^{-14}$ м/В².

Ячейка Керра содержит, например, нитробензол и два электрода, расположенных по возможности на незначительном расстоянии друг от друга. При соответствующем выборе приложенного напряжения и длины электродов такая ячейка работает точно так же, как и соответствующая ячейка Поккельса.

Дискретный оптический дефлектор (рис. 2.119). Электрооптические элементы поворачивают плоскость поляризации линейно поляризован-

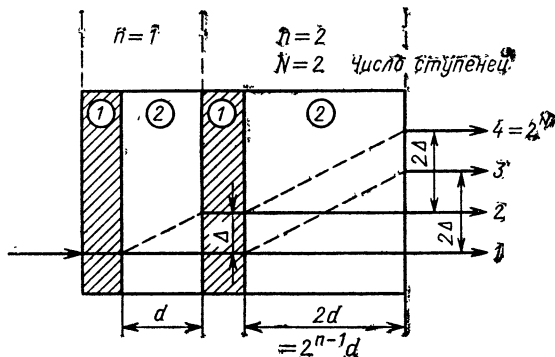


Рис. 2.119. Система дискретного отклонения света:

1 — электрооптический элемент; 2 — двоичнопреломляющий элемент

ного падающего света при приложении электрического напряжения каждый раз на 90° (ср. ячейку Поккельса).

Двоичнопреломляющие элементы (оптически одноосные кристаллы с положением оптической оси, которое приводит к максимальному смещению необыкновенного луча) пропускают без отклонения обыч-

новенный луч, а необыкновенный луч соответственно смещают на величину $n\Delta$.

Число дискретных положений достигает 2^N , причем N — число двоякопреломляющих элементов.

2.11.5. ДИФРАКЦИОННАЯ РЕШЕТКА КАК ДИСКРИМИНАТОР ДЛИН ВОЛН

При фиксированном угле падения α максимальная интенсивность излучения, соответствующая длине волны λ , появляется под углом $\sin \beta = (\lambda/a) - \sin \alpha$. Это означает, что каждой длине волны λ соответствует свой угол β . Таким образом возникает дисперсия длин волн. Минимальная еще наблюдаемая разность длин волн равна:

$$\delta\lambda = \lambda/N_S, \quad (2.164)$$

где N_S — число штрихов решетки на диаметре луча.

Пример. Примем число облучаемых штрихов $N_S = 10^3 \cdot 10^2 = 10^5$ [10³ штрихов/(мм · 10² мм)]. При $\lambda = 0,5$ мкм получаем $\delta\lambda = 5 \cdot 10^{-6}$ мкм = $5 \cdot 10^{-12}$ м.

3. ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРОВ В ФИЗИКЕ, ХИМИИ, БИОЛОГИИ И МЕДИЦИНЕ

3.1. ВВЕДЕНИЕ

Рассмотренные в этой основной главе применения лазера до сих пор мало внедрены (в разной степени) в практику, т.е. за пределами научных лабораторий. Хорошее понимание их сути требует специальных знаний в различных областях науки, например в физике твердого тела, атомной, молекулярной и ядерной физике, физике жидкости, физике плазмы, спектроскопии, химии и кинетике реакции, биологии, включая биофизику и биохимию, и медицине.

Ниже показано, какие принципиально новые возможности открывает лазер со своими типичными свойствами в различных областях, при этом следует обратить внимание на то, что между рассмотренными применениями в нелинейной оптике (см. разд. 3.2), лазерной спектроскопии (см. разд. 3.3), лазерной фотохимии (см. разд. 3.4), в биологии и медицине (см. разд. 3.5) и в лазерном управляемом термоядерном синтезе (см. разд. 3.6) существуют вполне определенные связи по существу и также в методическом отношении. Так, эффекты нелинейной оптики с их большим значением для генерации новых частот (особенно разработка перестраиваемых лазеров) имеют важное значение при разработке новых спектроскопических методов (которые затем снова применяются в химии, биологии и т. д.), при генерации ультракоротких импульсов света (с длительностью импульсов в фемтосекундном диапазоне (1 фс = 10^{-15} с) (см. подраздел 3.2.7.1), при реализации оптических бистабильных элементов, которые представляют интерес для оптических вычислительных машин (см. подраздел 3.2.8.1), при новых методах измерения лазерного излучения (см. разд. 6), при реализации устройств на новых принципах действия (например, обращение волнового фронта

методами нелинейной оптики) (см. подраздел 3.2.8.2) и при исследовании распространения волн и взаимодействия интенсивного лазерного излучения с веществом (например, при создании сверхплотной плазмы, необходимой для лазерного управляемого термоядерного синтеза).

3.2. НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА

3.2.1. ВВЕДЕНИЕ

Благодаря развитию лазеров стали возможными наблюдения, исследование и применение большого числа эффектов нелинейной оптики (НЛО) [1—13].

При напряженностях электрического поля световой волны, достигаемых с помощью лазеров, диэлектрическая поляризация становится нелинейной функцией напряженности электрического поля, поскольку амплитуды колеблющихся диполей становятся настолько большими, что проявляются нелинейности, так что описываемая в подразделе 1.1.2.1. модель гармонических осцилляторов больше неприменима.

Амплитуду E_{\max} напряженности электрического поля можно вычислить из интенсивности (плотности потока энергии, энергетической освещенности) I :

$$E_{\max} = \left(\frac{2}{n\epsilon_0 c} I \right)^{1/2}. \quad (3.1)$$

Напряженность электрического поля определяется выражением

$$E(r, t) = \frac{1}{2} e E_{\max}(\omega) e^{i(kr - \omega t)} + \text{к. с.} \equiv$$

$$\equiv e |E_{\max}(\omega)| \cos(kr - \omega t + \delta) = E(\omega) \cos(kr - \omega t + \delta), \quad (3.2)$$

где e — вектор поляризации электрического поля.

Пример. $I = 10^{12}$ Вт/м² соответствует согласно уравнению (3.1) в вакууме ($n=1$) амплитуде

$$E_{\max} = 2,7 \cdot 10^7 \text{ В/м.}$$

Между интенсивностью I и мощностью P лазерного излучения выполняется соотношение $I = P/A$, где A — поперечное сечение лазерного пучка. Для гауссова распределения амплитуд напряженности электрического поля радиусом ω_0 имеем

$$A = (\pi/2) \omega_0^2. \quad (3.3)$$

В этом случае I является пиковой интенсивностью.

Большое число эффектов НЛО можно описать в рамках разложения диэлектрической поляризации по степеням напряженности электрического поля

$$P(r, t) = P^{(1)}(r, t) + P^{NL}(r, t)$$

с линейной поляризацией

$$P^{(1)}(r, t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} E(r, t) \quad (3.4)$$

и нелинейной поляризацией

$$P^{NL}(r, t) = \epsilon_0 \chi^{(2)} : E(r, t) E(r, t) + \epsilon_0 \chi^{(3)} : E(r, t) E(r, t) E(r, t) + \dots \quad (3.5)$$

Диэлектрические восприимчивости в уравнениях (3.4) и (3.5) $\chi^{(n)}$ являются тензорами $(n+1)$ -го ранга. Поэтому при координатном способе записи эти уравнения имеют вид

$$\mathbf{P}_i^{(1)}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \sum_j \chi_{ij}^{(1)} E_j(\mathbf{r}, t) \quad (3.4a)$$

$$\mathbf{P}_i^{\text{NL}}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \sum_{j,k} \chi_{ijk}^{(2)} E_j(\mathbf{r}, t) E_k(\mathbf{r}, t) + \varepsilon_0 \sum_{j,k,l} \chi_{ijkl}^{(3)} E_j(\mathbf{r}, t) \times \\ \times E_k(\mathbf{r}, t) E_l(\mathbf{r}, t) + \dots \quad (3.5a)$$

Эффекты НЛО могут возникать в газах, жидкостях, твердых телах и плазме (эффекты в плазме — см. разд. 3.6). Решающим обстоятельством, определяющим порядок низших членов нелинейности, т. е. является ли основной нелинейная восприимчивость второго или третьего порядка, является пространственная симметрия среды.

Таким образом, в дипольном приближении в газах, жидкостях и для некоторых классов кристаллов все нелинейные восприимчивости четного порядка тождественно равны нулю, эти восприимчивости существуют только в кристаллах без центра симметрии (см. разд. 3.2.2).

Классификация эффектов НЛО. Эффекты нелинейной оптики можно разделить на четыре группы.

1. Параметрические эффекты, которые характеризуются тем, что в них оптическая нелинейная среда действует лишь как посредник при взаимодействии (т. е. эта среда после взаимодействия находится в том же самом энергетическом состоянии, как и до взаимодействия, — так называемые пассивные процессы) и это взаимодействие зависит от фазовых соотношений между взаимодействующими волнами (необходимость выполнения так называемого условия согласования фаз, см. подраздел 3.2.3.1).

Примеры. Генерация оптических гармоник, суммарных и разностных частот, параметрическая флуоресценция, усиление и генерация.

2. Комбинационные эффекты: нелинейная среда принимает активное участие при взаимодействии, т. е. среда отбирает энергию от электромагнитного поля или отдает ее этому электромагнитному полю.

Примеры. Комбинационное (рамановское) рассеяние, рассеяние Мандельштама—Бриллюэна, многофотонное поглощение, многофотонное излучение и многофотонная ионизация.

3. Эффекты самовоздействия: на распространение волны влияет интенсивность падающей волны. Эти эффекты основаны на зависимости коэффициента преломления от интенсивности падающего пучка.

Примеры. Самофокусировка, самодефокусировка, фазовая самоодуляция, оптический эффект Керра.

4. Когерентные переходные процессы — это процессы, для которых решающим является когерентное возбуждение атомарной системы, при этом речь идет об аналогии с эффектами в физике излучения СВЧ. Эти эффекты из-за их существенно высокой нелинейности при феноменологическом рассмотрении не могут описываться с помощью разложения, указанного в уравнении (3.5).

Примеры. Фотонное эхо, оптическая нутация, свободный распад индукции, саморегулирующаяся прозрачность [3, 9, 13].

Различные эффекты появляются в различных порядках нелинейности (табл. 3.1). Нелинейность высшего порядка, которая до сих пор наблюдалась экспериментально, является нелинейностью девятого порядка.

Таблица 3.1. Упорядочение характерных эффектов НЛО по степени нелинейности

| Восприимчивость | Эффект | Область применения |
|-----------------|---|--|
| $\chi^{(1)}$ | Линейная дисперсия, поглощение
Вынужденное испускание
Спонтанное комбинационное рассеяние (при учете движения ядер) | Спектроскопия |
| $\chi^{(2)}$ | Генерация второй гармоники
Генерация суммарных и разностных частот
Параметрическое преобразование с повышением частоты (up-conversion)
Параметрическое усиление и генерация
Линейный электрооптический эффект (эффект Поккельса)
Оптическое детектирование
Спонтанное гиперкомбинационное рассеяние | <div>Генерация новых частот</div> <div>Модуляция света</div> <div>Измерение интенсивности</div> <div>Спектроскопия</div> |
| $\chi^{(3)}$ | Генерация третьей гармоники
Четырехволновое смешение
Двухфотонное излучение
Вынужденное комбинационное рассеяние, ВКР
Фазовая самомодуляция
Когерентное антистоксово комбинационное рассеяние света (КАРС)
Насыщенное поглощение
Двухфотонное поглощение
Оптический эффект Керра | <div>Генерация новых частот</div> <div>Спектроскопия</div> <div>Оптический затвор</div> |
| $\chi^{(5)}$ | Среди других вынужденное гиперкомбинированное рассеяние | Генерация новых частот |

Эффекты НЛО имеют значение для (табл. 3.1):

1) генерации новых частот (также с перестройкой по частоте лазеров).

Примеры. Смещение частот, вынужденное комбинационное рассеяние, параметрические генераторы;

2) их применения в спектроскопии как основы для новых спектроскопических методов.

Примеры. Когерентное антистоксово комбинационное рассеяние света (КАРС), обратное комбинационное рассеяние, многофотонная спектроскопия;

3) их влияния на распространение интенсивного лазерного излучения в оптических средах.

Пример. Самофокусировка;

4) их использования для детектирования электромагнитного излучения.

Примеры. Параметрическое преобразование с повышением частоты (up-conversion), измерение длительности импульсов в пикосекундном

Таблица 3.2. Компоненты Фурье нелинейных восприимчивостей, которые описывают эффекты нелинейной оптики (ω_0 — характерная частота перехода атомной системы). У эффектов, обозначенных *, мнимая часть восприимчивости играет существенную роль

| Эффекты | Компоненты Фурье |
|---|--|
| Нелинейность второго порядка
Генерация второй гармоники
Генерация суммарной частоты
Генерация разностной частоты
Параметрическое усиление (ω_2)
Эффект Поккельса
Оптическое детектирование | $\chi^{(2)}(-2\omega; \omega, \omega)$
$\chi^{(2)}(-\omega_3 = -\omega_1 - \omega_2; \omega_1, \omega_2)$
$\chi^{(2)}(-\omega_3 = -\omega_3 + \omega_1; \omega_3, -\omega_1)$
$\chi^{(2)}(-\omega_2; \omega_3 = \omega_1 + \omega_2, -\omega_1)$
$\chi^{(2)}(-\omega; \omega, 0)$
$\chi^{(2)}(0; \omega, -\omega)$ |
| Нелинейность третьего порядка
Генерация третьей гармоники
Четырехволновое смешение
* Вынужденное комбинационное рассеяние
* Когерентное антистоксово комбинационное рассеяние света (КАРС)
* Двухфотонное поглощение
* Насыщенное поглощение
Оптический эффект Керра | $\chi^{(3)}(-3\omega; \omega, \omega, \omega)$
$\chi^{(3)}(-\omega_4 = -\omega_1 \mp \omega_2 \mp \omega_3; \omega_1 \pm \omega_2, \pm \omega_3)$
$\chi^{(3)}(-\omega_5 = -\omega + \omega_0; \omega, -\omega, \omega - \omega_0)$
$\chi^{(3)}(-2\omega_1 + \omega_2; \omega_1; \omega_1 = \omega_2 + \omega_0, -\omega_2)$
$\chi^{(3)}(-\omega; \omega, -\omega, \omega = \omega_0/2)$
$\chi^{(3)}(-\omega; \omega, -\omega, \omega = \omega_0)$
$\chi^{(3)}(-\omega; \omega, -\omega, \omega)$ |
| Нелинейность пятого порядка
* Вынужденное гиперкомбинационное рассеяние | $\chi^{(5)}(-\omega_{\text{HS}} = -2\omega + \omega_0; \omega, -\omega, \omega, -\omega, 2\omega - \omega_0)$ |

диапазоне путем генерации второй гармоники (в настоящее время единственный метод для измерения длительностей импульсов в фемтосекундном диапазоне, двухфотонная флуоресценция или использование оптического эффекта Керра (оптический затвор)).

При математическом описании распространения волны в оптически нелинейных средах, которое достигается (в рамках феноменологической теории) с помощью учета в волновом уравнении нелинейной поляризации по уравнению (3.5), оказываются существенными компоненты Фурье нелинейной поляризации (табл. 3.2).

Появление различных оптических нелинейных процессов определяется соотношением между продольным временем релаксации T_1 , поперечным временем релаксации T_2 , временем жизни τ_a электронного возбуждения и временем t , характеризующим наблюдение процесса (например, время наблюдения, время после импульса) (табл. 3.3) [3]. Имеем

$$\tau_a^{-1} = \omega_R^2 T_2, \quad \omega_R = \mu |E_{\max}| / \hbar, \quad (3.6)$$

где ω_R — частота Раби; μ — дипольный момент.

Т а б л и ц а 3.3. Временные соотношения для различных нелинейных режимов

| Процессы | Временные соотношения |
|---------------|------------------------------------|
| Пассивный | $\tau_a \gg t \gg T_1, T_2$ |
| Вынужденный | $t > \tau_a > T_1, T_2$ |
| С насыщением | $t \gg \tau_a \approx T_1 \gg T_2$ |
| Неравновесный | $\tau_a, T_1 > t \gg T_2$ |
| Когерентные | $T_1, T_2 > t > \tau_a$ |

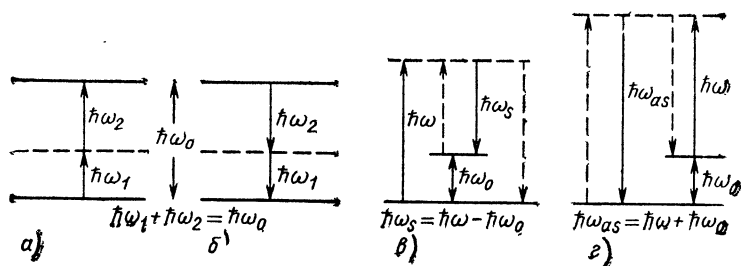


Рис. 3.1. Двухфотонные процессы:

а — двухфотонное поглощение; *б* — двухфотонное излучение; *в* — стоксово комбинационное рассеяние; *г* — антистоксово комбинационное рассеяние; *а* и *г* — вертикальные штриховые стрелки указывают процессы при обратном комбинационном рассеянии

Эффекты нелинейной оптики как многофотонные процессы. На языке микроскопической теории эффекты НЛО являются многофотонными процессами.

Многофотонными являются процессы, у которых в одном элементарном акте принимают участие несколько фотонов.

Примеры многофотонных процессов приведены на рис. 3.1—3.3. На этих рисунках горизонтальные сплошные линии обозначают действительные уровни атомарной системы, а пунктирные — виртуальные уровни.

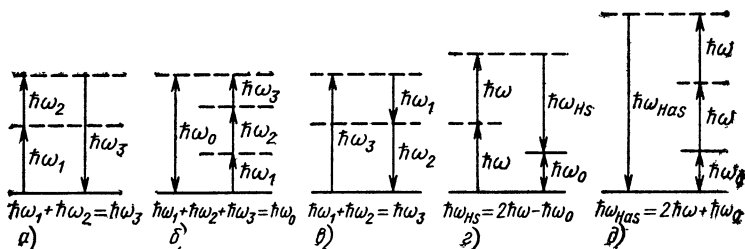


Рис. 3.2. Трехфотонные процессы:

а — генерация суммарных частот; *б* — трехфотонное поглощение; *в* — зависимость от начальных условий (генерация разностных частот, параметрическая генерация и усиление, а также параметрическая флуоресценция); *г* — стоксово гиперкомбинационное рассеяние; *д* — антистоксово гиперкомбинационное рассеяние света

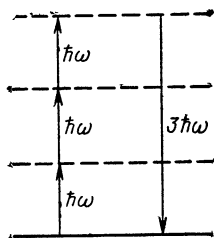


Рис. 3.3. Генерация третьей гармоники как четырехфотонный процесс

тельные уровни атомарной системы, горизонтальные штриховые линии — виртуальные уровни, стрелка вверх обозначает поглощение, а стрелка вниз — испускание фотонов.

3.2.2. НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОСПРИИМЧИВОСТИ

3.2.2.1. Влияние пространственной симметрии. Пространственная симметрия определяет, какие компоненты тензоров восприимчивости отличны от нуля. В табл. 3.4 приведены (в дипольном приближении) отличные от нуля компоненты восприимчивостей для квадратичных нелинейных сред [4], а также индексы соответствующих компонент в общепринятой системе координат для отдельных классов кристаллов [14].

Поперечным штрихом отмечены компоненты, которые являются отрицательными. В табл. 3.4 показано, что среда некоторых классов кри-

**Т а б л и ц а 3.4. Квадратичный тензор восприимчивости $\chi_{ijk}^{(2)}$
для кристаллических классов без центра симметрии**

| Система | Класс | Компоненты | Число незави-
симых элемен-
тов |
|----------------------|-------------|--|---------------------------------------|
| Триклинная | 1 | $\begin{bmatrix} xxx & xyy & xzz & xyz & xzy & xzx & xxz & xxy & xyx \\ yxx & yyy & yzz & yyz & yzy & yzx & yxz & yxy & yyx \\ zxx & zyy & zzz & zyz & zzy & zzx & zxz & zxy & zyx \end{bmatrix}$ | (27) |
| Моноклинная | 2 | $\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & xyz & xzy & 0 & 0 & xxy & xyx \\ yxx & yyy & yzz & 0 & 0 & yzx & yxz & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & zyz & zzy & 0 & 0 & zxy & zyx \end{bmatrix}$ | (13) |
| | m | $\begin{bmatrix} xxx & xyy & xzz & 0 & 0 & xzx & xxz & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & yyz & yzy & 0 & 0 & yxy & yyx \\ zxx & zyy & zzz & 0 & 0 & zzx & zxz & 0 & 0 \end{bmatrix}$ | (14) |
| Орторомби-
ческая | 222 | $\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & xyz & xzy & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & yzx & yxz & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & zxy & zyx \end{bmatrix}$ | (6) |
| | mm2 | $\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & xzx & xxz & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & yyz & yzy & 0 & 0 & 0 & 0 \\ zxx & zyy & zzz & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$ | (7) |
| Тетрагональ-
ная | 4 | $\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & xyz & xzy & xzx & xxz & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & xxz & xzx & \overline{xzy} & \overline{xyz} & 0 & 0 \\ zxx & zxx & zzz & 0 & 0 & 0 & 0 & zxy & \overline{zxy} \end{bmatrix}$ | (7) |
| | $\bar{4}$ | $\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & xyz & xzy & xzx & xxz & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \overline{xxz} & \overline{xzx} & xzy & xyz & 0 & 0 \\ zxx & \overline{zxx} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & zxy & zxy \end{bmatrix}$ | (6) |
| | 422 | $\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & xyz & xzy & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \overline{xzy} & \overline{xyz} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & zxy & \overline{zxy} \end{bmatrix}$ | (3) |
| | 4mm | $\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & xzx & xxz & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & xxz & xzx & 0 & 0 & 0 & 0 \\ zxx & zxx & zzz & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$ | (4) |
| | $\bar{4}2m$ | $\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & xyz & xzy & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & xzy & xyz & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & zxy & zxy \end{bmatrix}$ | (3) |

| Система | Класс | Компоненты | Число независи-
мых эле-
ментов |
|---------------------|-------------|---|---------------------------------------|
| Кубическая | 432 | $\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & xyz & xyz & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & xyz & xyz & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & xyz & xyz \end{bmatrix}$ | (1) |
| | $\bar{4}3m$ | $\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & xyz & \overline{xyz} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & xyz & \overline{xyz} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & xyz & \overline{xyz} \end{bmatrix}$ | (1) |
| | 23 | $\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & xyz & xzy & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & xyz & xzy & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & xyz & xzy \end{bmatrix}$ | (2) |
| Тригональ-
ная | 3 | $\begin{bmatrix} xxx & \overline{xxx} & 0 & xyz & xzy & xzx & xxz & \overline{yuy} & \overline{yuy} \\ \overline{yuy} & yuy & 0 & xxz & xzx & \overline{xzy} & \overline{xyz} & xxx & \overline{xxx} \\ zxx & zxx & zzz & 0 & 0 & 0 & 0 & zxy & \overline{zxy} \end{bmatrix}$ | (9) |
| | 32 | $\begin{bmatrix} xxx & \overline{xxx} & 0 & xyz & xzy & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \overline{xzy} & \overline{xyz} & \overline{xxx} & \overline{xxx} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & zxy & \overline{zxy} \end{bmatrix}$ | (4) |
| | 3m | $\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & xzx & xxz & \overline{yuy} & \overline{yuy} \\ \overline{yuy} & yuy & 0 & xxx & xzx & 0 & 0 & 0 & 0 \\ zxx & zxx & \overline{zzz} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$ | (5) |
| Гексагональ-
ная | 6 | $\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & xyz & xzy & xzx & xxz & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & xxz & xzx & \overline{xzy} & \overline{xyz} & 0 & 0 \\ zxx & zxx & zzz & 0 & 0 & 0 & 0 & zxy & \overline{zxy} \end{bmatrix}$ | (7) |
| | $\bar{6}$ | $\begin{bmatrix} xxx & \overline{xxx} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \overline{yuy} & \overline{yuy} \\ \overline{yuy} & yuy & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & xxx & \overline{xxx} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$ | (2) |
| | 622 | $\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & xyz & xzy & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \overline{xzy} & \overline{xyz} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & zxy & \overline{zxy} \end{bmatrix}$ | (3) |
| | 6mm | $\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & xzx & xxz & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & xxz & xzx & 0 & 0 & 0 & 0 \\ zxx & zxx & zzz & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$ | (4) |

| Система | Класс | Компоненты | Число независимых элементов |
|----------------|-------------|--|-----------------------------|
| Гексагональная | $\bar{6}m2$ | $\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \overline{yuy} & \overline{yuy} \\ \overline{yuy} & yuy & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$ | (1) |

таллов, являясь оптически изотропной, обладает квадратичными свойствами (пример, GaAs, который относится к классу кристаллов $\bar{4}3m$).

Относительно расчета нелинейных восприимчивостей см., например, [4].

3.2.2.2. Эффективные квадратичные нелинейности. Для взаимодействия в кристалле с квадратичной нелинейностью существенна эффективная нелинейность, которая определяется пространственной симметрией среды, направлением распространения волны относительно кристаллографических осей, поляризацией волн.

Часто вместо тензора $\chi_{ijk}^{(2)}$ применяют тензор d_{ijk} :

$$\chi_{ijk}^{(2)} = 2d_{ijk}. \quad (3.7)$$

При пренебрежении частотной зависимостью восприимчивость χ_{ijk} симметрична относительно перестановки пространственных индексов (симметрия Клеймана). Симметрия в последних двух индексах учитывается путем объединения (обычно используемого у пьезоэлектрических кристаллов) обоих последних индексов в d_{ijk} записью $d_{i(jk)} = d_{im} (m = 1 \div 6)$:

$$\begin{bmatrix} & zy & zx & yx \\ (ij) = & xx & yy & zz & yz & xz & xy \\ m = & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 \end{bmatrix} \quad (3.8)$$

$$\begin{bmatrix} x & y & z \\ i = & 1 & 2 & 3 \end{bmatrix}.$$

В частности, имеем для компоненты Фурье нелинейной поляризации, которая приводит к генерации второй гармоники, в матричной форме

$$\begin{pmatrix} P_x^{(2)}(\omega) \\ P_y^{(2)}(2\omega) \\ P_z^{(2)}(2\omega) \end{pmatrix} = \epsilon_0(d) \begin{bmatrix} E_x^2(\omega) \\ E_y^2(\omega) \\ E_z^2(\omega) \\ 2E_y(\omega)E_z(\omega) \\ 2E_x(\omega)E_z(\omega) \\ 2E_x(\omega)E_y(\omega) \end{bmatrix}, \quad (3.9)$$

(d) 3×6 — матрица d_{im} ;

для компоненты Фурье нелинейной поляризации, которая приводит к генерации суммарной частоты $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$,

$$\begin{pmatrix} P_x^{(2)}(\omega_3) \\ P_y^{(2)}(\omega_3) \\ P_z^{(2)}(\omega_3) \end{pmatrix} = 2\epsilon_0(d) \begin{bmatrix} E_x(\omega_1) E_x(\omega_2) \\ E_y(\omega_1) E_y(\omega_2) \\ E_z(\omega_1) E_z(\omega_2) \\ E_y(\omega_1) E_z(\omega_2) + E_y(\omega_2) E_z(\omega_1) \\ E_x(\omega_1) E_z(\omega_2) + E_x(\omega_2) E_z(\omega_1) \\ E_x(\omega_1) E_y(\omega_2) + E_x(\omega_2) E_y(\omega_1) \end{bmatrix}. \quad (3.10)$$

При сравнении уравнения (3.9) с уравнением (3.10) следует обратить внимание на множитель 2. Этот множитель объясняется определением компонент Фурье аналогично уравнению (3.2).

Какие элементы d_{im} не равны нулю, можно определить сравнением с табл. 3.4. В табл. 3.5 приведены некоторые числовые значения d_{im} для часто применяемых кристаллов, а также важные для применения области пропускания [15].

Таблица 3.5. Нелинейные квадратичные восприимчивости и области пропускания часто используемых кристаллов

| Кристалл | Класс | d_{im} , пм/В | Область пропускания, мкм |
|---|-------------|--|--------------------------|
| KDP (KH_2PO_4) | $\bar{4}2m$ | $d_{36}=0,5$ | 0,2—1,5 |
| KD*P (KD_2PO_4) | $\bar{4}2m$ | $d_{36}=0,5=d_{14}$ | 0,2—1,5 |
| ADP ($\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$) | $\bar{4}2m$ | $d_{36}=0,6$ | 0,2—1,2 |
| KB 5
($\text{KB}_5\text{O}_8 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$) | mm2 | $d_{31}=4 \cdot 10^{-2}$
$d_{32}=3 \cdot 10^{-3}$ | 0,2—0,9 |
| КТР (KTiOPO_4) | mm2 | $d_{31}=7,5$ | 0,35—4,5 |
| CDA (CsH_2AsO_4) | $\bar{4}2m$ | $d_{36}=0,4$ | 0,26—1,46 |
| RDA (RbH_2AsO_4) | $\bar{4}2m$ | $d_{36}=0,4$ | 0,26—1,46 |
| LiIO_3 | 6 | $d_{31}=7,5$ | 0,3—5,5 |
| LiNbO_3 | 3 | $d_{31}=6,3$ | 0,4—5,3 |
| AgGaS_2 | $\bar{4}2m$ | $d_{36}=12$ | 0,5—13 |
| AgGaSe_2 | $\bar{4}2m$ | $d_{36}=33$ | 0,7—18 |
| Ag_3AsS_3 | 3m | $d_{15}=12$ | 0,6—13 |
| GdSe | 6mm | $d_{31}=19$ | 0,75—20 |
| GaSe | $\bar{6}m2$ | $d_{32}=89$ | 0,65—18 |
| GdGeAs ₂ | $\bar{4}2m$ | $d_{36}=236$ | 2,4—18 |
| GaAs | $\bar{4}3m$ | $d_{36}=90$ | 1—17 |

Порядок квадратичных восприимчивостей в очень хорошем приближении можно оценить из линейных свойств среды с помощью правила Миллера (3.11) [7]

$$d = \epsilon_0 (n^2 - 1)^3 \Delta, \quad \Delta = 0,5 \text{ м}^2/(\text{А} \cdot \text{с}). \quad (3.11)$$

Эффективная нелинейность. Эффективная нелинейность, появляющаяся в волновом уравнении как источник для генерации новых частот, для взаимодействия трех волн с круговыми частотами $\omega_3, \omega_1, \omega_2$ (векторы поляризации волн e_1 и т. д.) определяется формулой

$$d_{\text{eff}} = \frac{1}{2} \sum_{i,j,k} \epsilon_{3i} \chi_{ijk}^{(2)}(-\omega_3; \omega_1, \omega_2) e_{1j} e_{2k}. \quad (3.12)$$

В табл. 3.6 приведены значения d_{eff} для взаимодействия волн различной поляризации в оптически одноосных кристаллах [ρ есть двулучепреломление или угол анизотропии (рис. 3.4); Θ — угол между оптиче-

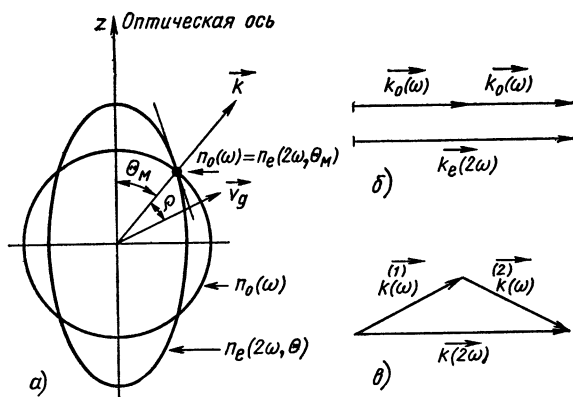


Рис. 3.4. Фазовое согласование при генерации второй гармоники: а, б—коллинейное взаимодействие в отрицательных одноосных кристаллах ($n_e < n_o$), тип I; взаимодействие «ооо»; в—неколлинейное взаимодействие

ской осью (ось z) и направлением распространения; φ — угол между проекцией волнового вектора в плоскости x, y и направлением x].

Пример. Генерация второй гармоники в KDP (класс кристалла 42m) в виде необыкновенной волны путем облучения основной волной в виде обыкновенной волны (взаимодействие типа «ооо») при угле фазовой синхронизации Θ_M :

$$d_{\text{eff}} = -d_{14} \sin 2\varphi \sin (\Theta_M + \rho); \quad d_{14} = d_{36};$$

d_{eff} имеет максимальное значение для $\varphi = 45^\circ$, т. е. с помощью кристаллографического ориентирования можно оптимизировать эффективную нелинейность.

Т а б л и ц а 3.6. Эффективные нелинейные коэффициенты оптически одноосных кристаллов для взаимодействия «eee» и «оое» (предположение справедливости симметрии Клейнмана [4])

| Кристалло-
графический
класс | Взаимодействие «eee» | Взаимодействие «оое» |
|------------------------------------|--|--|
| 6,4 | 0 | $d_{15} \sin(\Theta + \rho)$ |
| 622, 422 | 0 | 0 |
| 6mm, 4mm | 0 | $d_{15} \sin(\Theta + \rho)$ |
| $\bar{6}m2$ | $d_{22} \cos 3\varphi \cos^2(\Theta + \rho)$ | $-d_{22} \sin 3\varphi \cos(\Theta + \rho)$ |
| 3m | $d_{22} \cos 3\varphi \cos^2(\Theta + \rho)$ | $d_{15} \sin(\Theta + \rho) - d_{22} \sin 3\varphi \times \cos(\Theta + \rho)$ |
| $\bar{6}$ | $(d_{11} \sin 3\varphi + d_{22} \cos 3\varphi) \times \cos^2(\Theta + \rho)$ | $(d_{11} \cos 3\varphi - d_{22} \sin 3\varphi) \times \cos(\Theta + \rho)$ |
| 3 | $(d_{11} \sin 3\varphi + d_{22} \cos 3\varphi) \times \cos^2(\Theta + \rho)$ | $d_{15} \sin(\Theta + \rho) + (d_{11} \cos 3\varphi - d_{22} \sin 3\varphi) \cos(\Theta + \rho)$ |
| 32 | $d_{11} \sin 3\varphi \cos^2(\Theta + \rho)$ | $d_{11} \cos 3\varphi \cos(\Theta + \rho)$ |
| $\bar{4}$ | $(d_{14} \cos 2\varphi - d_{15} \sin 2\varphi) \times \sin(2\Theta + 2\rho)$ | $-(d_{15} \cos 2\varphi + d_{14} \sin 2\varphi) \times \sin(\Theta + \rho)$ |
| $\bar{4}2m$ | $d_{14} \cos 2\varphi \sin(2\Theta + 2\rho)$ | $-d_{14} \sin 2\varphi \sin(\Theta + \rho)$ |

Т а б л и ц а 3.7. Лучевая стойкость часто используемых квадратично-нелинейных кристаллов [15]

| Кристалл | Длина волны,
мкм | Длительность
импульса, нс | Лучевая стой-
кость, ГВт/см ² |
|--------------------|---------------------|------------------------------|---|
| KDP | 0,6943 | 20 | 0,4 |
| | 0,53 | 0,2 | 17 |
| | 1,06 | 0,2 | 23 |
| KD*P | 1,06 | 10 | 0,5 |
| | 1,06 | 0,25 | 6 |
| ADP | 1,06 | 60 | 0,5 |
| CDA | 0,53 | 10 | 0,8 |
| | 1,06 | 10 | 0,5 |
| | 1,06 | 0,007 | >4 |
| RDA | 0,6943 | 10 | 0,4 |
| LiIO ₃ | 0,347 | 10 | 0,05 |
| | 0,53 | 15 | 0,04 |
| | 0,53 | 0,015 | 0 |
| LiNbO ₃ | 1,06 | 20 | 0,05 |
| | 0,53 | 15 | 10^{-2} |
| | 0,53 | 0,007 | >10 |
| | 1,06 | 30 | 0,1 |
| | 1,06 | 0,006 | >10 |

| Кристалл | Длина волны,
мкм | Длительность
импульса, нс | Лучевая стой-
кость, ГВт/см ² |
|----------------------------------|---------------------|------------------------------|---|
| KB5 | 0,45 | 7 | >1 |
| GaSe | 1,06 | 10 | 4·10 ⁻² |
| Ag ₃ AsS ₃ | 0,6943 | 14 | 3·10 ⁻² |
| | 1,06 | 18 | 2·10 ⁻² |
| | 10,6 | 220 | 5·10 ⁻² |
| AgGaS ₂ | 0,59 | 500 | 2·10 ⁻³ |
| | 0,6943 | 10 | 2·10 ⁻² |
| | 1,06 | 35 | 2·10 ⁻² |
| | 10,6 | 200 | 2·10 ⁻² |
| AgGaSe ₂ | 10,6 | 200 | >2·10 ⁻³ |
| CdSe | 1,833 | 300 | 3·10 ⁻² |
| | 2,36 | 30 | 5·10 ⁻² |
| CdGeAs ₂ | 10,6 | 160 | 4·10 ⁻² |

3.2.3. ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

Соответствующие среды для параметрических процессов должны обладать высокой эффективной нелинейностью, хорошей прозрачностью в исследуемом диапазоне длин волн, высокой оптической лучевой прочностью (табл. 3.7) и возможностью выполнения условия фазового синхронизма.

3.2.3.1. Методы фазового согласования. Нелинейная волна поляризации, образованная падающими волнами, распространяется с фазовой скоростью, которая определяется фазовыми скоростями падающих волн, в то время как возбужденная нелинейной поляризационной волной мода из-за дисперсии среды, вообще говоря, распространяется с другой фазовой скоростью, что препятствует эффективному взаимодействию.

Для достижения эффективного взаимодействия на больших длинах фазовые скорости нелинейной поляризационной волны и соответствующей моды должны быть одинаковыми (согласованы), что связано с необходимостью выполнения условия фазового синхронизма.

Возможности выполнения условия фазового синхронизма следующие:

1. Коллинеарное взаимодействие волн различной поляризации в оптически анизотропных средах. Этот метод наиболее часто применяется в квадратичных средах. В оптически одноосных кристаллах для показателя преломления необыкновенной волны, распространяющейся под углом Θ к оптической оси, действительно соотношение (см. разд. 1.2)

$$\frac{1}{n_e^2(\Theta)} = \frac{\cos^2 \Theta}{n_0^2} + \frac{\sin^2 \Theta}{n_e^2}. \quad (3.13)$$

Имеется два типа фазового согласования, которые в случае генерации второй гармоники (для генерации суммарных частот и т. д. и взаимодействия в кубических нелинейных средах действительно аналогич-

ные соотношения) имеют вид:

тип I

$$\left. \begin{aligned} n_e(2\omega, \Theta_M) &= n_0(\omega) \text{ при } n_e < n_0 \text{ (взаимодействие «оое»); } \\ n_0(2\omega) &= n_e(\omega, \Theta_M) \text{ при } n_0 < n_e \text{ (взаимодействие «еео»); } \end{aligned} \right\} \quad (3.14)$$

тип II

$$\left. \begin{aligned} 2n_e(2\omega, \Theta_M) &= n_e(\omega, \Theta_M) + n_0(\omega) \text{ при } n_e < n_0 \\ &\text{(взаимодействие «еео»); } \\ 2n_0(2\omega) &= n_e(\omega, \Theta_M) + n_0(\omega) \text{ при } n_0 < n_e \\ &\text{(взаимодействие «оое»), } \end{aligned} \right\} \quad (3.15)$$

где Θ_M — угол фазового синхронизма (см. рис. 3.4).

Величину Θ_M можно вычислить для различных кристаллов и длин волн с помощью показателей преломления, приведенных в [15, 16].

2. Неколлинеарное взаимодействие (см. рис. 3.4), при котором различие в фазовых скоростях взаимодействующих волн различных частот компенсируется путем распространения под различными углами.

3. Фазовое согласование при использовании аномальной дисперсии (рис. 3.5), которая имеет особое значение для параметрических взаимодействий в атомарных газах и парах металлов, а также для молекулярных газов [8].

4. Фазовое согласование в волноводных структурах, в которых пространственные размеры сравнимы с длиной волны, или в диэлектрических планарных (см. разд. 1.2) или в периодически возмущенных волноводах [17, 18].

Такое фазовое согласование имеет значение для интегральной оптики, в оптически изотропных, квадратичных кристаллах с большой нелинейностью.

Фазовый синхронизм является очень критичным относительно час-

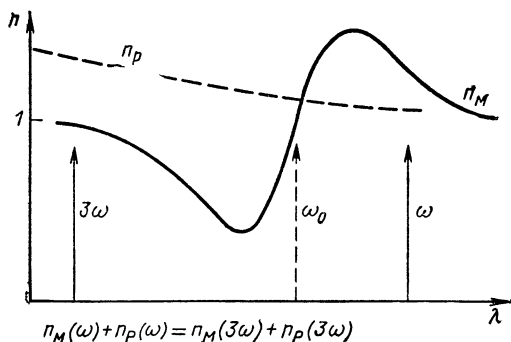


Рис. 3.5. Фазовое согласование при использовании аномальной дисперсии, представленное на примере генерации третьей гармоники [n_M — показатель преломления нелинейной среды (газ, пар); n_p — показатель преломления буферного газа]

тоты и ориентирования используемых кристаллов (см. подраздел 3.2.3.2).

3.2.3.2. Генерация второй гармоники. При малых коэффициентах преобразования для отношения интенсивностей (L — длина кристалла) действительно соотношение [12]

$$\frac{I(2\omega)}{I(\omega)} = \left(\frac{L}{L_{NL}} \right)^2 \operatorname{sinc}^2 \frac{\Delta k L}{2}; \quad (3.16)$$

$$\operatorname{sinc} x = \frac{\sin x}{x}; \quad \Delta k = 2k(\omega) - k(2\omega).$$

Длина пути нелинейного преобразования L_{NL} определяется из выражения

$$\frac{1}{L_{NL}} = \left(\frac{2\omega^2 |d_{eff}|^2}{n^2(\omega) n(2\omega) c^3 \epsilon_0} \frac{P(\omega)}{A} \right)^{1/2} \quad (3.17)$$

Для больших коэффициентов преобразования при фазовом синхронизме ($\Delta k=0$) имеем

$$\frac{I(2\omega)}{I(\omega)} = \operatorname{th}^2 \left(\frac{L}{L_{NL}} \right). \quad (3.18)$$

При $L=L_{NL}$ $I(2\omega) \approx 0,6 I(\omega)$.

Пример. LiNbO_3 ; $\lambda_1=1,06$ мкм; $I(\omega)=1$ МВт/см²; $L_{NL}=3$ см.

При преобразовании во вторую гармонику необходимо обращать внимание на следующие факторы.

1. Следует точно соблюдать фазовое согласование. Оно характеризуется длиной фазовой когерентности

$$L_K = (\lambda_1/4) / |n(2\omega) - n(\omega)|. \quad (3.19)$$

Для эффективного преобразования частоты при длинах кристаллов примерно 1 см требуется совпадение показателей преломления с точностью примерно $|n(2\omega) - n(\omega)| \approx 10^{-4}$.

2. При взаимодействии пучков различной поляризации из-за расходящихся векторов Умова—Пойнтинга (см. разд. 1) взаимодействие эффективно только при $L < L_a$ (L_a — апертурная длина):

$$L_a = \sqrt{\pi}(\omega_0/\rho), \quad (3.20)$$

где угол анизотропии ρ равен:

$$\rho \approx \operatorname{tg} \rho = \frac{(\epsilon_e - \epsilon_0) \sin \Theta \cos \Theta}{\epsilon_0 + (\epsilon_e - \epsilon_0) \cos^2 \Theta}, \quad (3.21)$$

где ϵ_e , ϵ_0 — главные значения тензора диэлектрической проницаемости: $\epsilon_e = n_e^2$; $\epsilon_0 = n_0^2$.

Желательно (если осуществимо) фазовое согласование перпендикулярно оптической оси (некритическое фазовое согласование), $\theta_m = \pi/2$, $\rho=0$, $L_a \rightarrow \infty$.

3. При взаимодействии ультракоротких световых импульсов взаимодействие из-за смещения импульсов относительно друг друга, обусловленного различными групповыми скоростями v_g , эффективно только

при $L < L_v$ (L_v — длина квазистационарности) [10, 12]:

$$L_v = \tau \left| \frac{1}{v_g(\omega)} - \frac{1}{v_g(2\omega)} \right|^{-1}. \quad (3.22)$$

L_v зависит от дисперсионных свойств применяемого кристалла и длительности светового импульса τ .

Пример. $\lambda = 1,06$ мкм; $\tau = 1$ пс; $L_v = 3,7$ см (KDP) или 0,2 см (LiNbO_3).

4. Дифракционными эффектами можно пренебречь, если $L < L_{\text{diff}}$ (L_{diff} — дифракционная длина):

$$L_{\text{diff}} = k\omega_0^2.$$

Пример. $L_{\text{diff}} = 6$ см для $\lambda = 1,06$ мкм, $\omega_0 = 100$ мкм.

5. Уширением светового импульса из-за дисперсии можно пренебречь, если $L < L_{\text{disp}}$ (L_{disp} — длина дисперсионного расплывания, τ — длительность импульса):

$$L_{\text{disp}} = \tau^2 \left| \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \right|^{-1} \equiv \tau^2 \left| \frac{\partial}{\partial \omega} \frac{1}{v_g} \right|^{-1}.$$

Этот эффект появляется также в линейной среде, поэтому оптимальной длиной волны в световодах является длина волны, для которой $(\partial/\partial \omega)(1/v_g) = 0$, т. е. $L_{\text{disp}} \rightarrow \infty$ [11].

Пример. $L_{\text{disp}} = 50$ см для KDP (обыкновенная волна), $\lambda = 1,06$ мкм,

$$\left| \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \right| = 2 \cdot 10^{-2} \text{ пс}^2/\text{м}, \quad \tau = 1 \text{ пс}.$$

Эффективность преобразования во вторую гармонику, т. е. отношение интенсивности генерируемой гармоники к интенсивности падающей основной волны, можно повысить путем удвоения частоты в резонаторе лазера (эффективный способ для излучения непрерывного лазера, КПД преобразования достигает 100 %), фокусировки основной волны в кристалле; при $\rho = 0$ фокусировка оптимальна для $L = L_f$ (L_f — оптимальная длина фокусировки) [3.3]:

$$L_f = 2,84b_1, \quad (3.23)$$

где b_1 — конфокальный параметр основной волны (см. разд. 1).

Экспериментально реализуемые КПД для удвоения частоты:

при применении гигантских импульсов (см. разд. 2) 50—80 %;

при применении пикосекундных импульсов (см. разд. 2) 50—80 %;

при применении лазера непрерывного действия до 100 % (при удвоении частоты в резонаторе);

при применении лазера непрерывного действия и удвоении частоты вне резонатора < 1 % (типичные коэффициенты преобразования лежат в интервале 10^{-3} — 10^{-5} на ватт мощности лазерного излучения).

В табл. 3.8 приведены некоторые конкретные результаты.

Важными параметрами кристалла, которые характеризуют влияние изменений температуры, длин волн и угла фазового синхронизма, являются соответствующие ширины полос. Они указывают изменения параметров, которые приводят к такому изменению Δk в уравнении (3.16), при котором интенсивность гармоники уменьшается до половины ($\sin^2 x_0 = 0,5$ при $x_0 = 1,39$). Справедливы следующие соотношения (L — длина кристалла):

Т а б л и ц а 3.8. Примеры генерации второй гармоники

| Лазер | Кристалл | $I(\omega)$,
Вт/см ² | КПД, % | Примечание |
|--------------------------------|---|-------------------------------------|------------------------------------|---|
| Nd-ИАГ
(20 нс, 10 Гц) | KD*P
(2 см) | $5 \cdot 10^6$ | 50 | |
| Рубин
(15 нс) | RDA
(2,5 см) | $60 \cdot 10^6$ | 30 | |
| Nd-ИАГ
(30 пс)
0,532 мкм | KDP
(5 см)
KD*P
(0,4 см) | $500 \cdot 10^6$
$4 \cdot 10^9$ | 75
0,532 мкм
75
0,266 мкм | Последовательное
удвоение частоты |
| Nd-ИАГ
(непрерывный) | Ba ₂ NaNb ₅ O ₁₅ | 1 | 100 | Удвоение частоты
в лазерном резонаторе |

**Т а б л и ц а 3.9. Параметры некоторых кристаллов,
которые применяются для удвоения частоты
Nd-ИАГ-лазеров [20—22] (L — длина кристалла)**

| Параметр | Кристалл | | | | | |
|--|----------|--------|-------|------|--------|--------------------|
| | KDP | KDP | CDA | CDA | KTP | LiNbO ₃ |
| Тип взаимодействия | Тип I | Тип II | Тип I | 90° | Тип II | 90° |
| Температура, °C | 22 | 22 | 22 | 105 | 25 | 165 |
| Спектральная ширина полосы $L\Delta\lambda$, Å·см | 72,5 | 55,7 | 22,5 | 22,5 | 5,6 | 2,3 |
| Угловая ширина полосы $L\Delta\theta_m$, мрад·см | 2,4 | 5 | 9 | 50 | 15—68 | 47 |
| Температурная ширина полосы $L\Delta T$, К·см | 6 | 6 | 6 | 6 | 25 | 0,6 |
| Угол фазовой синхронизации (на 1,06 мкм) θ_m , град | 41 | 53,5 | 82 | 90 | 26 | 90 |
| Угол анизотропии, мрад | 27 | 18 | 3,1 | 0 | 1 | 0 |

спектральная ширина полосы $L\Delta\lambda = 4 \cdot 1,39 / (\partial\Delta k / \partial\lambda)$;
 угловая ширина полосы $L\Delta\theta_m = 4 \cdot 1,39 / (\partial\Delta k / \partial\theta_m)$;
 температурная ширина полосы $L\Delta T = 4 \cdot 1,39 / (\partial\Delta k / \partial T)$ (табл. 3.9)
 [3.19—3.22].

Генерация второй гармоники имеет значение для:

получения более коротковолнового излучения, в частности, путем последовательных удвоений частоты (ограничение было обусловлено поглощением известных до сих пор кристаллов, см. табл. 3.5);

получения перестраиваемого коротковолнового излучения путем удвоения частоты излучения лазеров на красителях; фазовое согласование достигается для различных частот лазера на красителе с помощью изменения температуры или вращения нелинейного кристалла;

измерения длительностей ультракоротких световых импульсов [23] (этот метод является единственным для измерения световых импульсов в фемтосекундном диапазоне [24]; применение неколлинеарного фазового согласования имеет то преимущество, что при измерении не появляется фонового излучения);

регистрации излучения при оптической томографии [25];

исследования поверхностных процессов с помощью измерения второй гармоники при отражении (см. подраздел 3.2.7.2).

3.2.3.3. Генерация суммарной и разностной частот. В квадратично-нелинейных средах генерация суммарной и разностной частот является эффективным методом преобразования частот лазерного излучения в УФ-области спектра (до 190 нм) и в ИК-области спектра (до 25 мкм). Реализуемые КПД, например, при смешении излучения лазера на кристалле, работающего в наносекундном диапазоне, достигают нескольких процентов.

Интенсивность волны с частотой $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$, равной сумме частот при смешении двух волн с частотами ω_1 и ω_2 (см. рис. 3.2), при низких КПД можно вычислить из соотношения [3]

$$I(\omega_3) = \frac{\omega_3}{\omega_1} I(\omega_1) (\Gamma_s L)^2 \operatorname{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right), \quad (3.24)$$

где

$$\Delta k = k_3 - k_1 - k_2; \quad (3.25)$$

$$(\Gamma_s L)^2 = \frac{2\omega_1 \omega_3 |d_{\text{eff}}|^2 L^2 I(\omega_2)}{n_1 n_2 n_3 c^3 \epsilon_0}; \quad (3.26)$$

L — длина кристалла.

На рис. 3.6 дана иллюстрация генерации перестраиваемого УФ-излучения (λ_3) путем образования суммарной частоты излучения двух лазеров на кристалле (длины волн λ_1 , λ_2) в кристаллах ADP, KDP и KB 5 ($\text{KB}_5\text{O}_8 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$) [3.27].

Кроме того, генерация суммарной частоты применяется для измерения длительностей ультракоротких световых импульсов [3.26].

Интенсивность волны с частотой $\omega_1 = \omega_3 - \omega_2$, которая образуется путем генерации разностной частоты при незначительных КПД, вычисляется из соотношения

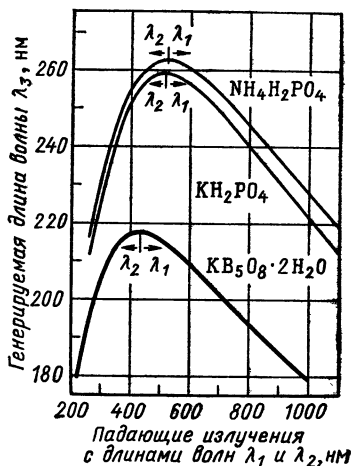
$$I(\omega_1) = \frac{\omega_1}{\omega_2} I(\omega_2) (\Gamma_d L)^2 \operatorname{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right), \quad (3.27)$$

где

$$(\Gamma_d L)^2 = \frac{2\omega_1 \omega_2 |d_{\text{eff}}|^2 L^2 I(\omega_3)}{n_1 n_2 n_3 c^3 \epsilon_0}. \quad (3.28)$$

Особенно эффективной для получения перестраиваемого ИК-излучения является генерация разностных частот при использовании излучения лазеров на красителях (табл. 3.10).

Рис. 3.6. Зависимость длины волны λ_3 от λ_1 и λ_2 , полученной путем образования суммарной частоты излучений двух лазеров на красителях с длинами волн λ_1 и λ_2



Т а б л и ц а 3.10. Примеры образования разностной частоты при применении перестраиваемого лазера на красителе

| Кристалл | Диапазон перестройки, мкм | Выходная мощность, Вт | Ширина линии, 1/см |
|----------------------------------|---------------------------|--------------------------------------|--------------------|
| LiNbO ₃ | 3—4 | 6·10 ³ | 3—5 |
| Ag ₃ AsS ₃ | 10—13 | 0,1 | |
| | 3,2—6,5 | 10 ² | |
| AgGaS ₂ | 4,6—12 | 0,3 | |
| LiIO ₃ | 1,25—1,60 | 70 | |
| | 3,40—5,65 | 0,5 | 0,08 |
| | 1,5—4,8 | 0,4 | 0,5 |
| GaSe | 9,5—17 | 300 | 0,5 |
| LiNbO ₃ | 2,2—4,2 | 10 ⁻⁶ (непрерывный режим) | 5·10 ⁻⁴ |

Важной областью применения генерации суммарной и разностной частот (например, для астрономии) является преобразование ИК-излучения в видимую спектральную область с помощью смещения интересующего ИК-излучения с лазерным излучением в видимой области (up-conversion). Полученное таким образом излучение лежит в видимой области спектра, для которого имеются более чувствительные детекторы по сравнению с детекторами для ИК-излучения (см. разд. 6, [28]).

3.2.3.4. Параметрическая флуоресценция, усиление и генерация. Квадратично-нелинейные среды. В зависимости от начальных условий и экспериментального устройства возникают различные процессы.

Параметрическая флуоресценция является спонтанным процессом. При облучении лазерной волной, волной накачки (мощность P_3 , частота ω_3) спонтанно возникают фотоны с частотами ω_1 и $\omega_2 = \omega_3 - \omega_1$. Мощность dP_{10} спонтанного излучения в телесном угле $d\Omega_1$ и в интервале частот $d\nu_1 = d\omega_1/2\pi$ [4, 5] равна:

$$\frac{dP_{10}}{d\Omega_1 d\nu_1} = \frac{\hbar \omega_1^4 \omega_2 n_1 L^2 P_3 |d_{\text{eff}}|^2}{2\pi^2 n_3 n_2 \epsilon_0 c^5} \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right), \quad (3.29)$$

где для Δk см. уравнение (3.25).

Суммарная излучаемая мощность P_{10} в угле Θ_1 (телесный угол $\Omega_1 = \pi \Theta_1^2$, Θ_1 — угол между волновыми векторами волн 3 и 1) получается после интегрирования по всем частотам в пределах Ω_1 из соотношения

$$P_{10} = \frac{\hbar \omega_1^4 \omega_2 n_1 L P_3 |d_{\text{eff}}|^2}{2\pi n_3 n_2 \epsilon_0 c^4} \frac{\Theta_1^2}{n_1 - n_2 + \omega_1 \frac{\partial n_1}{\partial \omega_1} - \omega_2 \frac{\partial n_2}{\partial \omega_2}}. \quad (3.30)$$

Мощность спонтанной флуоресценции мала.

Пример. Кристалл LiIO_3 ; $\lambda = 0,52$ мкм; $L = 1$ см; $P_3 = 1$ Вт; $\Omega_1 = 10^{-4}$ ср, получаем $P_{10} = 10^{-11}$ Вт при $\lambda_1 = 0,65$ мкм.

Применение: определение характеристик перестройки параметрических генераторов и нелинейных восприимчивостей. Параметрическая флуоресценция является отправной точкой для параметрической суперлюминесценции и генерации.

При высоких интенсивностях волны накачки преобладают индуцированные процессы и возникает суперлюминесценция. При выполнении условия фазового согласования (уравнение (3.25)) интенсивность можно вычислить из выражений

$$I_1 = 2I_{10} \text{sh}^2(\Gamma L) + I_{10}; \quad (3.31)$$

$$I_2 = \frac{2\omega_2}{\omega_1} I_{10} \text{sh}^2(\Gamma L) + \frac{\omega_2}{\omega_1} I_{10}; \quad (3.32)$$

$$\Gamma^2 = \frac{2\omega_1 \omega_2 |d_{\text{eff}}|^2}{n_1 n_3 n_2 \epsilon_0 c^3} I_3. \quad (3.33)$$

Параметрическая суперлюминесценция является очень эффективным методом генерации перестраиваемых пикосекундных импульсов. Перестройка по частоте происходит путем изменения температуры кристалла или путем вращения кристалла относительно направления волны накачки.

При применении различных кристаллов и длин волн накачки перекрывается диапазон длин волн от 0,2 до 10 мкм. В табл. 3.11 приведены результаты, полученные при применении излучения Nd-ИАГ-лазера ($\lambda_3 = 1,06$ мкм, $\tau = 6$ пс) в кристалле LiNbO_3 ($L = 2$ см). Перестройка по частоте происходит с помощью поворота кристалла [9].

Таблица 3.11. Пример генерации перестраиваемых пикосекундных импульсов с помощью параметрической сверхлюминесценции

| Величина | Значение | Величина | Значение |
|----------------------|------------------------------------|-----------------------|----------|
| Диапазон перестройки | 1,4—4 мкм | КПД преобразования | 5 % |
| Ширина линии | 40 см ⁻¹ | Длительность импульса | 2—3 пс |
| Расходимость | 10 ⁻² рад | | |
| Интенсивность | 10 ⁹ Вт/см ² | | |

На рис. 3.7 даны результаты, полученные при использовании излучения Nd-ИАГ-лазера ($\lambda_3=1,06$ мкм, $\tau=20$ пс, энергия в импульсе 10 мДж) в двух последовательно расположенных кристаллах Ag_2GaS_2 ($L_1=1,5$ см, $L_2=3$ см) (для уменьшения спектральной ширины) [26],

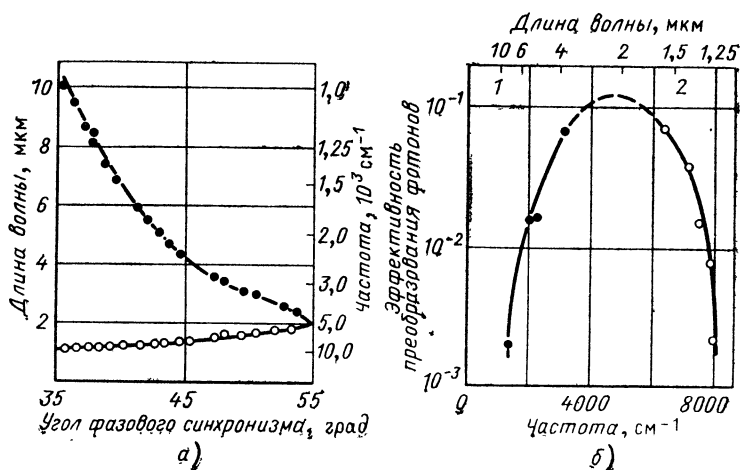


Рис. 3.7. Кривая перестройки (а) и эффективность преобразования (б) параметрической сверхлюминесценции в AgGaS_2 [26]:

1 — холостая волна; 2 — сигнальная волна

при этом был достигнут диапазон перестройки от 1,2 до 10 мкм с помощью угловой настройки.

На рис. 3.8 приведен соответствующий результат при измерении длительности импульсов (для $\lambda_L=0,534$ мкм, $\lambda_1=5$ мкм) путем измерения интенсивности на суммарной частоте в кристалле LiIO_3 в зависимости от времени задержки между обоими импульсами [26].

Параметрическая генерация происходит, если нелинейный кристалл находится в резонаторе, зеркало которого для волны накачки (частота

ω_3 обычно обозначается как ω_p), вообще говоря, прозрачно, и, напротив, для волн обеих частот, возбужденных в параметрическом процессе (обычно обозначаются как сигнальная частота $\omega = \omega_1$ и холостая частота $\omega_1 = \omega_2 < \omega_1$), является высокоотражающим (двухрезонаторные параметрические генераторы света — ДПГС) или только для волны одной частоты (однорезонаторные параметрические генераторы света —

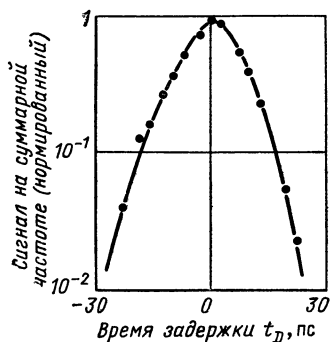


Рис. 3.8. Определение длительности импульсов путем измерения интенсивности на суммарной частоте в зависимости от времени задержки [26]

ОПГС). Резонатор обеспечивает обратную связь, его потери определяют пороговую интенсивность I_{th} волны накачки, необходимую для генерации [4, 7, 29]

При фазовом согласовании имеет место:
для ДПГС (DRO)

$$I_{th}^{DRO} = \frac{P_0}{L^2} \frac{\Delta_f \Delta_s}{4}; \quad (3.34)$$

для ОПГС (SRO)

$$I_{th}^{SRO} = \frac{P_0}{L^2} \Delta_s, \quad (3.35)$$

где Δ_1 , Δ_s — потери для резонансных волн для полного обхода в резонаторе;

$$P_0 = \frac{n_i n_s n_p \varepsilon_0 c^3}{2\omega_i \omega_s |d_{eff}|^2}.$$

Пример. Для кристалла LiNbO_3 при $\lambda_p = 0,53$ мкм, $\lambda_i = \lambda_s = 1,06$ мкм $P_0 = 10^7$ Вт. При потерях $\Delta_i / \Delta_s = 0,1$ пороговые интенсивности достигают для ДПГС $1,5 \cdot 10^3$ Вт/см² и для ОПГС $6 \cdot 10^4$ Вт/см².

Преимущество ОПГС: лучше спектральные характеристики.

Недостаток ОПГС: более высокая пороговая интенсивность.

Параметрические генераторы света могут использоваться для перестраиваемого по частоте лазерного излучения высокой мощности в импульсном режиме, прежде всего в ИК спектральной области с большим диапазоном перестройки (табл. 3.12). Ширина линии составляет $10 - 10^{-3}$ см⁻¹. Для генерации перестраиваемого по частоте излучения в дальнем ИК-диапазоне можно использовать рассеяние на поляритонах (табл. 3.12, последняя строка).

Т а б л и ц а 3.12. Примеры оптических параметрических генераторов [7]

| Длина волны накачки, мкм | Кристалл | Выходная мощность, кВт | Длительность импульса, нс | КПД, % | Диапазон перестройки, мкм |
|---------------------------|--|------------------------|---------------------------|-----------|---------------------------|
| 0,266 | ADP | 10^2 | 2 | 25 | 0,42—0,73 |
| 0,472 | LiNbO ₃ | 0,1—10 | 200 | 45 | 0,55—3,65 |
| 0,532 | | | | | |
| 0,579 | | | | | |
| 0,635 | | | | | |
| (Гармоника Nd-ИАГ-лазера) | | | | | |
| 1,06 | LiNbO ₃ | 10^2 — 10^3 | 15 | 40 | 1,4—4,4 |
| 1,83 | CdSe | 1 | 100 | 40 | 2,2—2,3 |
| (Nd-ИАГ) | | | | | 10,5—9,7 |
| 1,065 | Ag ₃ AsS ₃ | 0,1 | 25 | 0,1 | 1,22—8,5 |
| (Nd-ИАГ) | | | | | |
| 2,87 | CdSe | 25 | 150 | 4 | 14,1—16,4 |
| (HF-лазер) | | | | | |
| 0,6943 | LiNbO ₃ (расстояние на поларитонах) | $3 \cdot 10^{-3}$ | 20 | 10^{-6} | 60—200 |

На рис. 3.9 и 3.10 приведены кривые перестройки параметрических генераторов (определение температуры) [3]. Возможность расширения диапазона перестройки по частоте параметрических генераторов состоит в использовании смещения частот выходного излучения (табл. 3.13).

Т а б л и ц а 3.13. Примеры смещения частот выходного излучения параметрических генераторов [7]

| Параметрический генератор | | Кристалл для смещения частот | Диапазон перестройки, мкм | Выходная мощность, Вт |
|----------------------------------|---------------------------|----------------------------------|---------------------------|-----------------------|
| Кристалл | Диапазон перестройки, мкм | | | |
| LiNbO ₃ | 2,08—2,22 | CdSe | 10,4—13 | |
| Ag ₃ AsS ₃ | 1,87—2,47 | Ag ₃ AsS ₃ | 8—12 | $2 \cdot 10^{-4}$ |
| LiNbO ₃ | 1,5—1,7 | AgGaSe ₂ | 7—13 | 10^2 |
| Ag ₃ AsS ₃ | 1,87—2,47 | CdSe | 9,5—24 | 10—0,1 |
| LiNbO ₃ | 1,68—1,95 | GaSe | 4—12 | 10^2 |

Кубично-нелинейные среды. Важнейшим кубическим нелинейным процессом, который в значительной степени ответствен за генерацию спектрального континуума, является параметрическая четырехфотонная суперлюминесценция в жидкостях (например, H₂O, D₂O, H₃PO₄) и кристаллах (например, NaCl) [3.30].

Пример. При применении пикосекундных импульсов ($\lambda=1,06$ мкм, $I \approx 10^{11}$ Вт/см², $\tau=6$ пс) получают в H₂O и D₂O спектральный континуум в диапазоне длин волн 0,2—2 мкм (длительность импульса 6 пс,

суммарный КПД достигает примерно 10 %, эффективность преобразования в расчете на 1 см^{-1} составляет примерно 10^{-6} .

3.2.3.5. Генерация третьей и более высоких гармоник. Генерация третьей гармоники. Генерация третьей гармоники возможна:

1) в квадратично-нелинейных средах с помощью генерации второй гармоники и последующего сложения суммарной частоты с основной частотой.

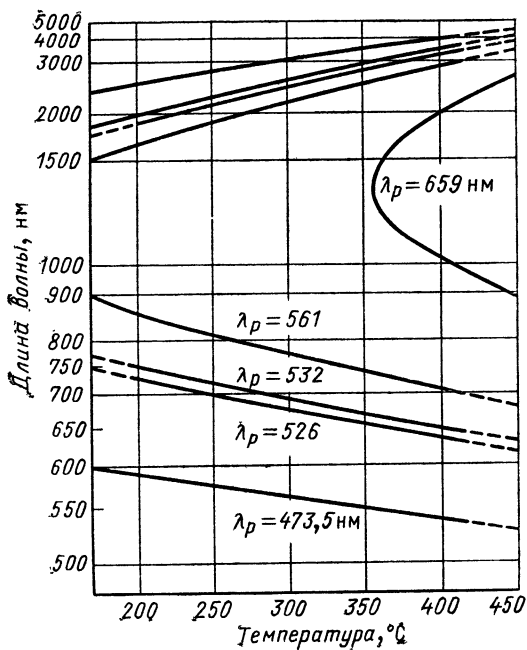


Рис. 3.9. Кривая перестройки генератора света на LiNbO_3 при применении гармоник различных частот Nd-ИАГ-лазера в качестве лазера накачки

Преимущество: возможны более высокие КПД с применением наносекундных и пикосекундных лазеров (см. подразделы 3.2.3.2 и 3.2.3.3).

Недостаток: ограниченная область пропускания кристаллов (см. табл.3.5);

2) в кубично-нелинейных средах при выполнении условия фазового синхронизма в оптически анизотропных кристаллах (этот путь, вообще говоря, не является таким эффективным, как применение квадратично-нелинейных кристаллов) или в атомарных (особенно в парах металлов) и молекулярных газах с фазовым согласованием за счет аномальной дисперсии (см. разд. 3.5) и (или) с помощью сильной фокусировки [8].

Интенсивность третьей гармоники получается из соотношения

$$\frac{I(3\omega)}{I(\omega)} = \frac{(3\omega)^2 |\chi_{\text{eff}}^{(3)}|^2}{16\epsilon_0^2 c^4 n_1^3 n_3} I^2(\omega) L^2 \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right), \quad (3.36)$$

где $\Delta k = 3k(\omega) - k(3\omega)$; $\chi_{\text{eff}}^{(3)} = \epsilon_3 \chi^{(3)}(-3\omega; \omega, \omega, \omega) e_1 e_1 e_1$ — эффективная нелинейность.

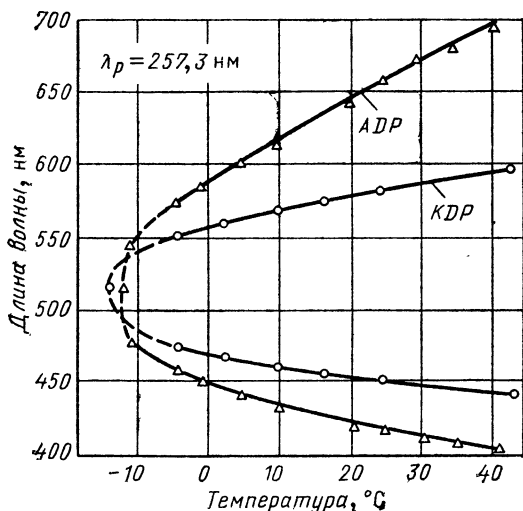


Рис. 3.10. Кривая перестройки генераторов света на ADP и KDP

Интенсивность третьей гармоники можно повысить с помощью фокусировки, оптимальной является острая фокусировка.

Типичные значения для $\chi^{(3)}$ у кристаллов составляют $10^{-22} \text{ м}^2/\text{В}^2$ [6], у атомов (на каждый атом) — от 10^{-52} до $10^{-50} \text{ м}^5/\text{В}^2$.

Из-за своей высокой нелинейности особенно подходят пары щелочных металлов, у которых нелинейности (на каждый атом) лежат в диапазоне от 10^{-48} до $10^{-45} \text{ м}^5/\text{В}^2$. Поскольку в качестве типичных значений применяются концентрации $N = 10^{16} \div 10^{17} \text{ см}^{-3}$, то получается $\chi^{(3)} = 10^{-25} \div 10^{-22} \text{ м}^2/\text{В}^2$ ($\hat{=}$ кристаллы).

Преимущества применения паров металлов: генерация гармоник в УФ-диапазоне и в вакуумном УФ-диапазоне (преимущественно эксимерный лазер), при применении пикосекундных импульсов высокой мощности КПД составляет в диапазоне нескольких процентов (в УФ-диапазоне и в вакуумном УФ-диапазоне $10^{-1} - 10^{-3} \%$).

Обзор о возможностях перестраивания частоты вакуумного УФ-излучения приведен в [31].

Пример. С помощью утроения частоты перестраиваемого УФ-излучения ($\lambda_{UV} = 216 \div 223 \text{ нм}$; $0,1 - 0,3 \text{ МВт}$) в неоне можно получить перестраиваемое вакуумное УФ-излучение в диапазонах от $72,05$ до

73,58 нм и от 74,30 до 74,36 нм с мощностями от 0,1 до 0,4 Вт [22].

Генерация более высоких гармоник. Из-за меньших значений нелинейностей для непосредственной генерации более высоких гармоник при использовании более высоких, чем кубические, нелинейностей КПД получается низким. Несмотря на это, такой подход преимущественно используется для генерации коротковолнового лазерного излучения.

Пример. Генерация пятой и седьмой гармоник от четвертой гармоники излучения ($\lambda = 266,1$ нм) Nd-ИАГ-лазера ($\tau = 30$ пс) в He [8]. Мощности: 10^9 Вт на 266,1 нм, 10^8 Вт на 53,2 нм (пятая гармоника), 10^2 Вт на 38 нм (седьмая гармоника).

Самая короткая длина волны когерентного излучения (33,5 нм) была получена с помощью генерации седьмой гармоники частоты Krf-лазера в гелии [33].

3.2.3.6. Четырехволновое смешение. В кубично-нелинейных средах (преимущественно газы, пары) для генерации перестраиваемого по частоте излучения имеют значение следующие процессы:

$$\begin{aligned}\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 &= \omega_4; \\ \omega_1 + \omega_2 - \omega_3 &= \omega_4; \\ \omega_1 - \omega_2 - \omega_3 &= \omega_4.\end{aligned}\tag{3.37}$$

При применении излучения перестраиваемого лазера (преимущественно наносекундных импульсов от лазера на красителе, см. разд. 2) на одной из нескольких частот ω_1 , ω_2 , ω_3 получают перестраиваемое излучение на частоте ω_4 [8].

Специальные случаи уравнения (3.37):

$\omega_1 = \omega_2 = \omega_3 = \omega$ — генерация третьей гармоники (см. подраздел 3.2.3.5),

$\omega_2 = \omega_3 = \omega_0$ — когерентное антистоксово комбинационное рассеяние света (см. разд. 3.3).

1. Перестройка частоты в вакуумном УФ-диапазоне [31].

Пример. В стронции в процессе четырехволнового смешения по уравнению (3.37) для $\omega_1 = \omega_2$ при применении лазеров на красителях ($P \approx 10^5$ Вт, $\tau \approx 5$ нс) реализована непрерывная перестройка длины волны в диапазоне от 160 до 195 нм с шириной линии $0,1 \text{ см}^{-1}$ при КПД $10^{-3} \%$.

2. Перестройка частоты в ИК-диапазоне.

Пример. В смеси Na—K в процессе четырехволнового смешения по уравнению (3.37) реализована непрерывная перестройка частоты при использовании лазеров на красителях ($P \approx 10^5$ Вт, $\tau = 5$ нс) в диапазоне от 2 ($P \approx 0,1$ Вт) до 25 мкм ($P \approx 10^{-4}$ Вт).

3.2.4. ПРОЦЕССЫ РАССЕЯНИЯ

Процессы рассеяния имеют значение для генерации новых частот (особенно комбинационное рассеяние), определения характеристик материалов (например, определения времен релаксации, см. разд. 3.3), распространения мощного лазерного излучения (например, механизмы потерь), компрессии световых импульсов (при ВКР и ВРМБ) [35, 36].

Стационарность имеет место, если время релаксации τ_R соответствующего возбуждения меньше, чем длительность импульса излучения использованного лазера.

При высоких интенсивностях лазерного излучения I_L в диапазоне

10^9 — 10^9 Вт/см² процессы рассеяния имеют характер вынужденных процессов, спонтанный исходный сигнал I_{s0} экспоненциально усиливается согласно выражению

$$I_s = I_{s0} \exp(g I_L L), \quad (3.38)$$

где I_L — интенсивность лазерного излучения.

Типичные значения сдвига частоты $\Delta\nu/2\pi c$, коэффициента усиления g_{ss} для стационарного режима и времени релаксации τ_R в жидкостях для различных процессов, протекающих в кубическо-нелинейных средах, приведены в табл. 3.14 [37].

Т а б л и ц а 3.14. Процессы рассеяния в жидкостях [37]

| Процесс | $\Delta\nu_0$, 1/см | g_{ss} , см/МВт | τ_R , нс |
|---|----------------------|-------------------|---------------|
| Вынужденное рассеяние Ман-дельштама—Бриллюэна и тепловое рассеяние Мандельштама—Бриллюэна | 0,1 | $5 \cdot 10^{-2}$ | 0,1—1 |
| Вынужденное рассеяние Рэлея | 10^{-3} | $2 \cdot 10^{-4}$ | 20 |
| Вынужденное тепловое рассеяние Рэлея | 10^{-3} | $2 \cdot 10^{-1}$ | 20 |
| Вынужденное концентрационное рассеяние | 10^{-2} | 10^{-3} | 5 |
| Рассеяние в крыле линии Рэлея | 50 | 10^{-3} | 10^{-3} |
| Комбинационное рассеяние | 10^3 | $2 \cdot 10^{-3}$ | 10^{-3} |

Физическими механизмами, определяющими развитие различных процессов рассеяния, являются:

при рассеянии Мандельштама—Бриллюэна — адиабатические флуктуации плотности;

при тепловом рассеянии Мандельштама—Бриллюэна — адиабатические флуктуации плотности (при поглощении);

при рассеянии Рэлея — изобарические колебания плотности;

при тепловом рассеянии Рэлея — изобарические колебания плотности (при поглощении);

при рассеянии в крыле линии Рэлея — флуктуации анизотропии;

при комбинационном (рамановском) рассеянии — колебания молекул и решетки или электронные переходы.

Учитывая их особое значение, ниже рассматриваются исключительно комбинационное рассеяние и рассеяние Мандельштама—Бриллюэна [38—40].

Комбинационное рассеяние (см. рис. 3.1 и 3.2) применяется:

как спектроскопический метод (спонтанное и вынужденное комбинационное рассеяние, КАРС, комбинационно-индуцированный эффект Керра, обращенное комбинационное рассеяние, гиперкомбинационное рассеяние, см. разд. 3.3);

для генерации новых частот [34].

Генерация новых частот с помощью вынужденного комбинационного рассеяния. Коэффициент усиления g в уравнении (3.38) для стоксовой волны на частоте ω_s равен:

$$g = \frac{2\omega_s \chi_R^{(3)}}{n_s n_L c^2 \epsilon_0} \quad (3.39)$$

с восприимчивостью при комбинационном рассеянии

$$\chi_R^{(3)} = \frac{(2\pi)^3 c^4 n_L \epsilon_0 N}{\pi n_s \omega_L \omega_s^3 \hbar \Delta\omega_R} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right), \quad (3.40)$$

где $d\sigma/d\Omega$ — дифференциальное поперечное сечение; $\Delta\omega_R$ — спонтанная ширина линии [7].

Стоксово комбинационное рассеяние не требует фазового согласования. Рассеяние происходит на колебательных переходах (подходящими средами является водород при высоком давлении, жидкий азот), электронных переходах (например, пары металла, преимущество: большие сдвиги частоты ω_0 , высокая нелинейность) [8], электронах, находящихся на уровнях Ландау в полупроводниках (у лазера с переориентацией спинов) [22].

Без применения резонатора для частот комбинационного рассеяния [т. е. I_{s0} в уравнении (3.38) задано спонтанными шумами] в жидкостях и газах необходимо усиление e^{30} , чтобы получить заметное преобразование. Образующаяся тогда стоксова волна может привести также к генерации более высоких стоксовых компонент $\omega_s^{(n)} = \omega_L - n\omega_0$ и антистоксовых компонент $\omega_{as}^{(n)} = \omega_L + n\omega_0$ ($n=1, 2, 3, \dots$) [34].

Генерация перестраиваемого излучения возможна благодаря применению перестраиваемого лазера накачки (переменная частота ω_L , лазер на красителе, эксимерный лазер) (см. табл. 2.49) и сдвигу уровня комбинационного рассеяния (переменная частота ω_0 в лазере с переориентацией спинов, достигаемая с помощью магнитных полей).

Примерами перестройки частоты в ИК-диапазоне длин волн являются рассеяние в парах калия ($\lambda_s = 2,56 \div 3,5$ мкм, $P_s = 0,1$ Вт) с использованием лазера на красителе ($P_L = 20$ кВт) и рассеяние в водо-

Т а б л и ц а 3.15. Генерация перестраиваемого ИК-излучения с помощью вынужденного комбинационного рассеяния

| Перестраиваемое ИК-излучение | Диапазон перестройки, мкм | Мощность, МВт | Ширина линии, 1/см | Длительность импульса, нс |
|------------------------------|---------------------------|---------------|--------------------|---------------------------|
| Лазер на красителе | 0,72—1,09 | 1000—400 | 0,02 | 2,5 |
| Первая стоксова компонента | 1,03—1,99 | 200—80 | 0,02 | 2,5 |
| Вторая стоксова компонента | 1,88—7,7 | 90—70 | 0,02 | 2,5—1,6 |

роде ($\Delta\tilde{\nu}_0=4155 \text{ см}^{-1}$, давление 10^6 Па) при использовании лазера на красителе (табл. 3.15). Водород также является пригодной средой для преобразования частоты эксимерных лазеров в видимом и УФ-диапазонах с КПД до 50 % (образование стоксовых и антистоксовых компонент).

Лазер с переориентацией спинов.

$$\hbar\omega_0 = |g| \mu_B H, \quad (3.41)$$

где g — фактор расщепления Ланде; μ — магнетон Бора.

Перестройка частоты происходит с помощью магнитного поля (табл. 3.16) [39].

Т а б л и ц а 3.16. Диапазоны перестройки лазеров с переориентацией спинов

| Кристалл | λ_L , мкм | Диапазон перестройка, мкм | Выходная мощность | |
|----------|----------------------------------|---------------------------|-------------------|----------------------------------|
| | | | непрерывная, Вт | импульсная, Вт |
| InSb | 10,6 (CO ₂) | 9,2—15 | — | 10 ⁵ |
| InSb | 5,3 (CO) | 5,2—6,5 | 2 | — |
| InSb | 5,3 (CO ₂ , удвоение) | 5,2—6,5 | — | 10 ² —10 ³ |
| InSb | 12,8 (NH ₃) | 13,5—16,8 | — | 10 ⁸ |
| InAs | 2,8 (HF) | 3,2—3,3 | — | 10 ² |

Недостаток: требуется большая плотность магнитного потока B (до 10 Тл).

Преимущество: малая ширина линии (в непрерывном режиме на длине волны 5,3 мкм меньше 100 кГц).

Гиперкомбинационное рассеяние. Вынужденное гиперкомбинационное рассеяние (см. рис. 3.2) является эффектом пятого порядка, для которого коэффициент усиления g для стоксовой волны в уравнении (3.38) определяется из выражения [8]

$$g_{\text{НР}} = \frac{15\omega_{\text{Hs}} \chi_{\text{НР}}^{(5)}}{2\epsilon_0^2 c^3 n_{\text{Hs}} n_L^2} I_L. \quad (3.42)$$

При рассеянии на электронных уровнях при использовании лазеров на красителях возможна перестройка частоты в ИК-диапазоне. Диапазон перестройки частоты невелик.

Пример. Генерация перестраиваемого излучения (160 см^{-1}) на длине волны 2,3 мкм ($P_{\text{НР}}=5 \text{ кВт}$, $\tau=7 \text{ нс}$) в парах натрия при возбуждении на длине волны $\lambda_L=579 \text{ нм}$. Генерация перестраиваемого излучения на длине волны 16 мкм ($P_{\text{НР}}=20 \text{ мВт}$, $\tau=10 \text{ нс}$, эта длина волны имеет важное значение для разделения изотопов урана, см. разд. 3.4) происходит в парах Sr при возбуждении на длине волны $\lambda_L=576 \text{ нм}$.

Рассеяние Мандельштама—Бриллюэна. Коэффициент усиления g в уравнении (3.38) можно определить из выражения

(см. табл. 3.15)

$$g = \frac{n^7 p^2 \omega^2}{\chi \rho v c^3}, \quad (3.42a)$$

где p — фотоупругий коэффициент; χ — коэффициент поглощения звука; ρ — плотность; v — скорость звука.

Особенности по сравнению с комбинационным рассеянием заключаются в небольшом сдвиге частоты, обратном рассеянии (вследствие фазового согласования) и более высоком коэффициенте усиления (при узкополосном излучении накачки).

Рассеяние Мандельштама—Бриллюэна имеет значение для компрессии импульсов лазерного излучения [36], обращения волнового фронта (ОВФ) (см. подраздел 3.2.8.2) и механизма потерь в световодах.

3.2.5. ЗАВИСИМОСТЬ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ОТ ИНТЕНСИВНОСТИ

При распространении мощного светового импульса в кубично-нелинейной среде вклад Δn в показатель преломления, зависящий от интенсивности света, равен:

$$\Delta n = n_2 I / (nc\epsilon_0), \quad (3.43)$$

где n_2 — нелинейный показатель преломления [5, 6, 40].

Δn оказывает влияние на геометрию распространения, состояние поляризации и частотный спектр светового импульса. Благодаря зависящему от интенсивности показателю преломления в облученной среде индуцируется оптическая анизотропия.

Типичные значения для n_2 : в жидкостях 10^{-22} — 10^{-20} м²/В², в стеклах 10^{-22} — 10^{-21} м²/В² [6, 40].

Оптический эффект Керра. Линейно поляризованный импульс света. Световой импульс индуцирует оптическое двулучепреломление:

$$\Delta n_{\parallel} - \Delta n_{\perp} = \frac{3}{2} \Delta n, \quad (3.44)$$

где для Δn см. уравнение (3.43).

Пока время релаксации применяемой среды меньше, чем длительность импульса, то продолжительность существования двулучепреломления определяется длительностью импульса.

Основная область применения: оптический затвор (см. разд. 6), который применяется для измерения оптических сигналов с временным разрешением в пикосекундной области (см. разд. 3.3) (среда CS₂; $n_2 = 2 \cdot 10^{-20}$ м²/В²; время релаксации составляет 2 пс). Принцип действия: индуцирующий двулучепреломление импульс света открывает ячейку Керра на время длительности импульса [41].

Оптический затвор применяется в схеме с продольной и поперечной геометрией (рис. 3.11). В схеме с продольной геометрией временные характеристики сигнала регистрируются с помощью временной задержки переключающего импульса и сигнального импульса (в оптических линиях задержки); в схеме с поперечной геометрией регистрируется непосредственно время прохождения двулучепреломляющей зоны по керровской среде.

Переключающий импульс линейно поляризован под углом 45° к скрещенным поляризаторам. Пропускание T ячейки определяется выражением

$$T = \sin^2 \left(\frac{3}{2} \pi \Delta n \frac{L}{\lambda} \right), \quad (3.45)$$

где λ — длина волны переключающего импульса; Δn — см. уравнение (3.43); L — длина керровской среды (в схеме с продольной геометрией) или диаметр пучка переключающего светового импульса (в схеме с поперечной геометрией).

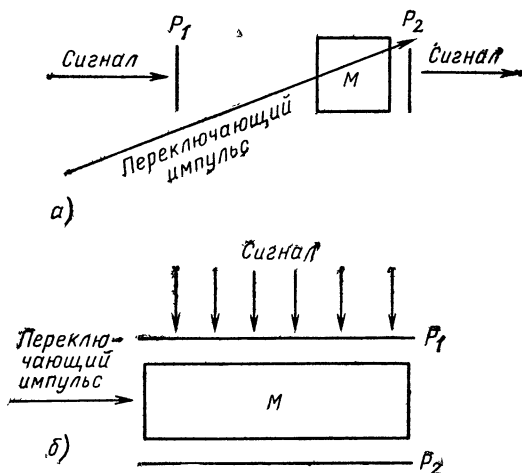


Рис. 3.11. Оптический затвор в продольной (а) и поперечной (б) геометрии (M — керровская среда; P_1 , P_2 — скрещенные поляризаторы)

Из-за малого значения n_2 для открывания ячейки Керра необходимы интенсивности переключающего света 10^8 – 10^9 Вт/см 2 .

Эллиптически поляризованный свет. При облучении эллиптически поляризованным светом керровской среды длиной L происходит поворот главной оптической оси на угол α :

$$\alpha = \frac{3\pi n_2}{nc\epsilon_0} \frac{L}{\lambda} (I_x I_y)^{1/2}, \quad (3.46)$$

где I_x и I_y — составляющие падающего света, которые поляризованы по направлениям главной и малой осей.

Самофокусировка. Нелинейный показатель преломления по уравнению (3.43) при пространственно неоднородном (например, гауссовом) распределении интенсивности оказывается зависящим от координаты и тем самым приводит к самофокусировке (при $n_2 > 0$) или самодефокусировке (при $n_2 < 0$) лазерного импульса. Самофокусировка появляется при мощности выше критической:

$$P_K = \epsilon_0 n^3 c \lambda^2 / (4\pi n_2). \quad (3.47)$$

Критическая мощность P_k не зависит от радиуса пучка лазерного излучения ω_0 .

Длина фокусировки z_f (рис. 3.12) равна:

$$z_f = (\omega_0/2) (n/\Delta n)^{1/2}. \quad (3.48)$$

Примеры. Для $\lambda=1,06$ мкм; $2\omega_0=0,3$ см; $n_2=2 \cdot 10^{-22}$ м²/В² (типичное значение для стекол); $I=10^{10}$ Вт/см² получаем $z_f=33$ см ($P_k=2 \cdot 10^6$ Вт). В CS_2 $P_k=2 \cdot 10^4$ Вт, и для одинаковых I и ω_0 получаем $z_f=3$ см.

Этот эффект имеет значение, например, при распространении интенсивного лазерного излучения, в частности, в мощных лазерных уста-

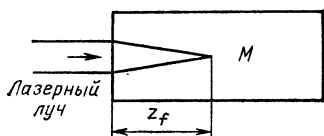


Рис. 3.12. Самофокусировка (M — керровская среда)

новках. Самофокусировка приводит к разрушению материала в твердотельных лазерах.

Фазовая самомодуляция. Δn в уравнении (3.43) приводит к временному изменению фазы импульса и тем самым к спектральному уширению:

$$\Delta\omega = (\omega L/c) (\Delta n/\tau). \quad (3.49)$$

Пример. Для $\lambda=1,06$ мкм; $n_2=2 \cdot 10^{-22}$ м²/В²; $\tau=5$ пс; $L=20$ см; $I=10^9$ Вт/см² получаем $\Delta\tilde{\nu}=\Delta\omega/2\pi c=2$ см⁻¹.

Эффект фазовой самомодуляции имеет значение для генерации пикосекундных импульсов [42], генерации фемтосекундных импульсов в световодах [23], генерации солитонов [43], генерации спектрального континуума (0,19—1,6 мкм) с фемтосекундной длительностью [44].

3.2.6. ДВУХФОТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ

При высоких интенсивностях лазерного излучения наблюдается одновременное поглощение нескольких фотонов. В частном случае имеем двухфотонное поглощение (см. рис. 3.1) [4, 5].

Экспериментально двухфотонное поглощение регистрируется путем измерения флуоресценции с верхнего уровня или измерения поглощения.

Изменение поглощения ΔI_1 слабой, перестраиваемой лазерной волны (I_1, ω_1) в присутствии интенсивной лазерной волны (I_2, ω_2) при малых ΔI_1 определяется выражением

$$\Delta I_1 = \alpha^{(2)} I_1 I_2 L, \quad (3.50)$$

где $\alpha^{(2)}$ — коэффициент поглощения при двухфотонном поглощении.

Двухфотонное поглощение имеет место в твердых телах, газах и жидкостях. Типичные значения в твердых телах: $\alpha^{(2)}=10^{-1} \div 10^{-4}$

см/МВт. В газах и жидкостях $\alpha^{(2)}$ линейно зависит от концентрации N :

$$\alpha^{(2)} = \sigma^{(2)} N, \quad (3.51)$$

где $\sigma^{(2)}$ — поперечное сечение для двухфотонного поглощения.

Часто коэффициент поглощения $\alpha^{(2)}$ в уравнении (3.50) относят к потоку фотонов $j^{(2)} = I_2/\hbar\omega_2$ и указывают в качестве характеристики процесса:

$$\delta = \sigma^{(2)} \hbar\omega_2 = \alpha^{(2)} \hbar\omega_2/N. \quad (3.52)$$

Типичные значения для жидкостей $\delta = 10^{-49} \div 10^{-51}$ см⁴·с.

Применение двухфотонного поглощения:

1) в спектроскопии. Преимущество по сравнению с однофотонной спектроскопией: действительны другие правила отбора, возможно исследование переходов между уровнями одинаковой четности;

2) во внутридуплеровской лазерной спектроскопии высокого разрешения (см. подраздел 3.3.3);

3) для измерения длительности ультракоротких импульсов света путем измерения флуоресценции (см. разд. 6).

3.2.7. НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ СПЕЦИАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ

3.2.7.1. Нелинейные оптические эффекты в диэлектрических волноводах. Особенности нелинейных оптических эффектов в волноводах (в планарных волноводах и оптических волокнах) по сравнению с объемными материалами являются появление высоких интенсивностей при незначительных мощностях лазерного излучения вследствие малых пространственных размеров, распространение лазерного излучения на большие расстояния без рассеяния лазерного излучения при незначительных линейных потерях и новые возможности для выполнения условия фазового согласования (см. разд. 3.2.3).

Значение нелинейных оптических эффектов в диэлектрических волноводах состоит [45—49] в:

их влиянии на распространение света (например, удлинение и укорочение импульса как механизмы потерь);

разработке специальных элементов для квантовой электроники, интегральной оптики и оптической техники связи (например, генерация импульсов фемтосекундной длительности, солитонов, солитонного лазера, преобразование частот, волоконный лазер на комбинационном рассеянии, оптически управляемый затвор, оптические бистабильные элементы, обращение волнового фронта в оптических волокнах);

их применении для характеристики волноводов (например, комбинационное рассеяние, двухфотонное поглощение, оптическая рефлектометрия во времени).

Планарные волноводы. Для выполнения условия фазового согласования здесь появляются новые возможности:

компенсация нормальной дисперсии объемного материала с помощью дисперсии волновода [46];

применение гофрированных структур (т. е. пространственно-периодических возмущений волновода или его нелинейности) [17];

применение связанных волноводов.

Примеры экспериментальных результатов [46, 47]:

генерация второй гармоники в волноводах на основе LiNbO₃, полу-

ченных с помощью диффузии Ti с КПД 25 % ($\lambda_1=1,08$ мкм; $P_1=150$ Вт);

параметрическое усиление, равное 75 %, в волноводах на основе LiNbO_3 , полученных с помощью диффузии Ti.

Эффекты в оптических волокнах. В оптических волокнах наблюдаются все эффекты (см. разд. 3.2.2), которые возможны в кубично-нелинейных средах. Эти эффекты важны для следующих применений.

1. Вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР). ВКР используется для реализации перестраиваемого комбинационного лазера, поскольку в стеклах линия комбинационного рассеяния примерно на два порядка шире, чем линия комбинационного рассеяния в кристаллах.

Пример. $\lambda_L=1,06$ мкм; $\tau=200$ пс; 5 Вт; $\lambda_S=1,07 \div 1,32$ мкм; 10 мВт (при возбуждении более высоких компонент).

2. Вынужденное рассеяние Мандельштама—Бриллюэна (ВРМБ). ВРМБ имеет значение как механизм потерь [50], для обращения волнового фронта в оптических волокнах [51], для формирования импульсов света [50].

3. Параметрическое четырехфотонное рассеяние [49]. Оно важно для параметрического усиления и для реализации перестраиваемого лазера.

4. Фазовая самомодуляция [44]. Она существенна для генерации спектрального континуума во всей видимой области, в области положительной дисперсии групповой скорости: генерация частотно-модулированных ультракоротких импульсов, которые затем укорачиваются в оптическом компрессоре на дифракционных решетках (таким способом получены до сих пор самые короткие импульсы длительностью 16 фс ($1 \text{ фс}=10^{-15} \text{ с}$) на длине волны 620 нм [52]), в области отрицательной дисперсии групповой скорости: генерация стабильных по форме ультракоротких импульсов (так называемых солитонов) [44, 53]. Солитоны представляют интерес для:

будущих систем передачи данных с высокой скоростью: в однодифракционных системах возможны, по-видимому, скорости передачи информации 1 Тбит/с на расстояние свыше 30 км при применении солитонов мощностью 10 Вт [54];

генерации ультракоротких импульсов с высокой стабильностью амплитуды и длительности в солитонном лазере [53].

Критические мощности для различных процессов определены (табл. 3.17) так:

для вынужденных процессов как мощности, необходимые для того, чтобы мощность рассеянного излучения, усиливаемого от спонтанных шумов, стала сравнимой с мощностью излучения накачки;

для фазовой самомодуляции как мощности, при которой ширина линии удваивается

3.2.7.2. Нелинейные оптические эффекты на поверхности. Исследования состояния поверхностей (а также поверхностей раздела) и взаимодействия атомов и молекул с поверхностями в последние годы приобретают все возрастающее значение, поскольку они представляют значительный интерес для материаловедения (отжиг и др.), микроэлектроники и химии (процессы в гетерогенной фазе, катализе).

С использованием нелинейных оптических эффектов можно исследовать процессы на поверхностях (также на границе раздела между плотными средами) с высокими чувствительностью и временным разрешением [55—58].

Таблица 3.17. Критические значения мощности лазера для появления нелинейных оптических явлений в оптических волноводах; длина волны 1 мкм, потери $\alpha=1$ дБ/км, длина волновода соответствует эффективной длине $L=1/\alpha=4,3$ км [3.45]

| Диаметр сердцевины | Критическая мощность | |
|---|-----------------------------|------------------------------|
| | Одномодовое волокно, 10 мкм | Многомодовое волокно, 50 мкм |
| Вынужденное комбинационное рассеяние | 3,3 Вт | 150 Вт |
| Вынужденное рассеяние Манделъштама—Бриллюэна* | 9,8 мВт | 440 Вт |
| Фазовая самомодуляция | 185 мВт | 5 Вт |

* Эти значения действительны для $\Delta\nu_p < \Delta\nu_B$ ($\Delta\nu_p$ — ширина линии лазерного излучения; $\Delta\nu_B$ — ширина линии при рассеянии Манделъштама—Бриллюэна; для длины волны 1 мкм в кварце $\Delta\nu_B \approx 40$ МГц). При $\Delta\nu_p > \Delta\nu_B$ значения становятся меньше в $\Delta\nu_B / \Delta\nu_p$ раз.

Применяются следующие нелинейные эффекты: спектроскопия вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР); спектроскопия когерентного антистоксова комбинационного рассеяния (КАРС);

спектроскопия гигантского комбинационного рассеяния (ГКР);

генерация второй гармоники (ГВГ) (см. разд. 3.2.4);

генерация суммарной частоты (ГСЧ) (см. подраздел 3.2.3.3).

Преимущества применения методов нелинейной оптики: измерения *in-situ* в различных окружающих средах, высокое спектральное разрешение, высокое временное разрешение вплоть до пикосекундного диапазона, высокая чувствительность (монослой и ниже).

Недостатки: (возможный) нежелательный фоновый сигнал, необходим соответствующий (перестраиваемый) лазер, поверхностная лучевая нагрузка, десорбция вследствие поверхностного нагрева.

Примеры.

ВКР: обнаружение монослоев адсорбированных молекул, измерение колебательного спектра.

КАРС: пригоден для исследования тонких слоев.

ГКР: пригоден только для исследования адсорбентов на шероховатой поверхности металлов (повышается сечение рассеяния до 10^6 раз по сравнению с молекулой в газовой фазе).

ГВГ, ГСЧ: обнаружение монослоев и субмонослоев адсорбированных молекул, исследование внешних и внутренних поверхностей раздела.

Существенная особенность этих эффектов состоит в том, что они зависят от симметрии (в дипольном приближении эффект отсутствует в средах с центром инверсии), поэтому возможно применение, например, для исследования процесса при отжиге.

3.2.8. НОВЫЕ ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТОВ НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКИ

3.2.8.1. **Оптические бистабильные элементы.** Оптические бистабильные (мультистабильные) элементы являются элементами, которые обладают двумя (несколькими) стабильными состояниями на выходе при той же самой входной интенсивности (рис. 3.13) [59, 60].

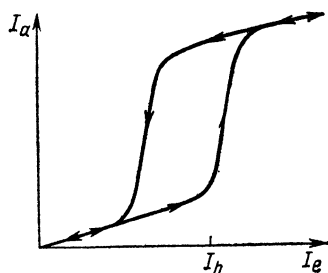


Рис. 3.13. Кривая пропускания оптического бистабильного элемента (с гистерезисом) (I_e — входная интенсивность; I_a — выходная интенсивность; I_h — пороговая интенсивность)

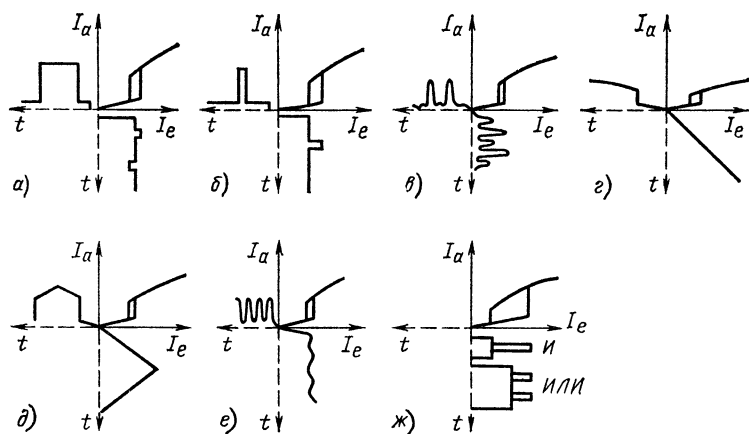


Рис. 3.14. Примеры применения оптических бистабильных элементов. Показаны входная и выходная интенсивности как функция времени t [62]: а — оптический затвор; б — усилитель импульсов; в — дискриминатор; г — ограничитель; д — ограничитель (clipper); е — оптический транзистор; ж — логический элемент И-ИЛИ

Для появления бистабильности требуется наличие нелинейности и каналов обратной связи. Оптические бистабильные элементы используются в качестве основных элементов оптической вычислительной машины [16] и в качестве элемента в системах оптической передачи информации (рис. 3.14) [62]. Оптическая бистабильность наблюдалась в большом числе сред при использовании различных нелинейностей.

Для применения особое значение имеют полупроводники, поскольку они обладают сильной нелинейностью при комнатной температуре [63] (особенно сверхрешетки GaAlAs [64]), потому что они совместимы с полупроводниковыми лазерами для передачи информации. При этом физическая природа нелинейности связана с насыщением дисперсии вблизи экситонного резонанса, т. е. зависимостью показателя преломления от интенсивности.

Типичные параметры элементов на основе GaAs приведены в табл. 3.18 [60, 65]. Сравнение оптических элементов с электронными элементами приведено в [3.66].

Таблица 3.18. Сравнение свойств логических элементов (по данным работы [60] значения для реализованных устройств приведены в соответствии с существующими экспериментальными данными)

| Параметры | Идеальный случай | GaAs реализованный | GaAs экстраполированный |
|---|------------------|--------------------|-------------------------|
| Диаметр, мкм | <1 | 10 | <1 |
| Длина, мкм | <1 | 3 | <1 |
| Время обхода резонатора, пс | 10^{-2} | 10^{-1} | 10^{-2} |
| Время подвода энергии, пс | 1 | <200 | 1 |
| Время включения, пс | 1 | 150 | $<10^2$ |
| Подводимая энергия, фДж | 1 | 10^4 | 1 |
| Интенсивность удержания, МВт/мкм ² | <1 | 1 | 10^{-2} |
| Температура, К | 300 | 300 | 300 |
| Рабочая длина волны, мкм | 1,3 | 0,8 | 0,8 |

3.2.8.2. Обращение волнового фронта. Обращение волнового фронта является методом адаптивной оптики, задача которого заключается в контроле и изменении оптических волновых фронтов в оптической системе в целях оптимизации энергетических характеристик системы (по возможности в реальном масштабе времени, особенно при наличии статистических возмущений [67]).

Если амплитуда электромагнитной волны задана в виде

$$E(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} A(\vec{r}) e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} + \text{к. с.},$$

то соответствующая обращенная (с сопряженной фазой) волна определяется выражением

$$E_{\text{пр}}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} A^*(\vec{r}) e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} + \text{к. с.}$$

Обращенная волна распространяется в противоположном по отношению к падающей волне направлении с изменением знака фазы [68, 69]. На рис. 3.15 показана особенность обращения волнового фронта при отражении от зеркала.

Для обращения волнового фронта могут быть использованы следующие нелинейные оптические эффекты:

квадратичные нелинейные эффекты (требуется дополнительное зеркало);

четырёхволновое смешение световых волн (преимущественно применяется; имеет следующее преимущество: возможно усиление, а недостатком является необходимость иметь дополнительный лазер накачки);

оптический эффект Керра;

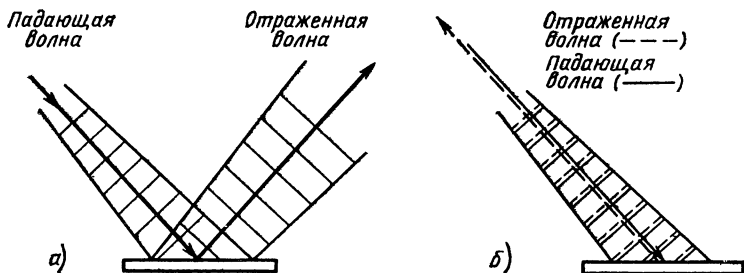


Рис. 3.15, Принцип действия обычного (а) и обращающего волновой фронт (б) зеркал

вынужденное рассеяние Мандельштама—Бриллюэна (ВРМБ) (преимущество: отсутствует дополнительный лазер; недостаток: наличие порога);

вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР);

фоторефрактивный эффект [70].

Применения эффекта обращения волнового фронта [67, 69, 73]:

коррекция фазовых искажений;

оптимальное облучение мишени;

компенсация дисперсионных эффектов при передаче изображения в оптических волокнах [51];

оптическая обработка сигнала (например, выполнение операции свертки) [69];

реализация узкополосного отражающего фильтра;

бездоплеровская спектроскопия;

фотолитография (бесконтактная, безлинзовая 1:1 проекционная литография с незначительной нагрузкой на маску [71]);

резонаторы с обращающим волновой фронт зеркалом (являются всегда устойчивыми и не обнаруживают скачкообразных изменений моды при перестройке [72]).

Преимущества применения методов нелинейной оптики по сравнению с обычными методами адаптивной оптики:

не требуются подвижные элементы для коррекции aberrаций;

компенсируются мелкомасштабные aberrации с большими пространственными частотами;

малые времена релаксации нелинейности позволяют осуществить компенсацию фазовых искажений в пределах импульса (в реальном масштабе времени);

имеется возможность одновременной компенсации на нескольких дискретных длинах волн (например, химический лазер);

реализация за один шаг последовательности операций (гетеродинный прием, измерение фазы, коррекция фазы), которые в противном случае должны проходить параллельно в нескольких каналах (в реальном масштабе времени).

3.3. ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

3.3.1. ВВЕДЕНИЕ

Применение лазеров в спектроскопии привело как к улучшению известных, так и к разработке совершенно новых спектроскопических методов [9, 74—76]. Характерные свойства лазерного излучения (см. также разд. 3.4.2) позволяют решить следующие проблемы:

достижение разрезающей способности, которая определяется не конструкцией спектрального прибора, а уширением спектральных линий исследуемых материалов (линейная спектроскопия);

спектроскопия в пределах доплеровской ширины линии в газах;

достижение предела чувствительности при спектральном анализе атомов и молекул (детектирование отдельных атомов);

исследование кинетических процессов в газовой и конденсированной фазах; непосредственное измерение времен релаксации в наносекундном и пикосекундном диапазонах;

локальный спектральный анализ в очень маленьких объемах путем фокусировки лазерного излучения в области $10\lambda^3$;

спектральный анализ на больших расстояниях (до 10^5 м).

В лазерной спектроскопии особое значение имеют перестраиваемые лазеры. Методами перестройки являются:

перестройка частоты излучения в пределах ширины линии усиления лазера (лазеры на красителях, газовые, полупроводниковые лазеры, лазеры на центрах окраски, см. разд. 2);

перестройка частоты излучения путем изменения интервала между лазерными уровнями энергии при внешнем воздействии (например давлением, температурой в полупроводниковых лазерах, см. разд. 2.7);

перестройка частоты излучения методами нелинейной оптики (например, смещение частот, комбинационное рассеяние, параметрическая генерация и усиление света, см. разд. 3.2).

3.3.2. ЛИНЕЙНАЯ ЛАЗЕРНАЯ АБСОРБЦИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

Спектральное разрешение ограничено шириной линии молекулярного перехода. Поглощение может быть обнаружено с помощью (рис. 3.16) измерения пропускания, измерения флуоресценции, непосредственного измерения поглощенной энергии (оптоакустические, оплотермические приемники), измерения изменения разрядного тока газового разряда вследствие поглощения (оптогальванический эффект).

Абсорбционная спектроскопия. При применении перестраиваемого лазера измеряется пропускание образца. Применение этого метода возможно при поглощении больше 1 %. Для измерения слабых, близко расположенных линий поглощения частота лазерного излучения модулируется и сигнал регистрируется с помощью фазочувствительного детектора,

благодаря чему становится измеряемой производная спектра (повышение чувствительности происходит в 10^2 раз по сравнению с непосредственным измерением пропускания).

Наиболее подходящей интенсивностью лазерного излучения является интенсивность насыщения

$$\bar{I}_s = \hbar \omega_0 / (2\sigma T_1), \quad (3.53)$$

где σ — поперечное сечение поглощения, T_1 — время релаксации в основное состояние.

Предельная чувствительность:

в облученном объеме при гетеродинном приеме (см. разд. 1) мини-

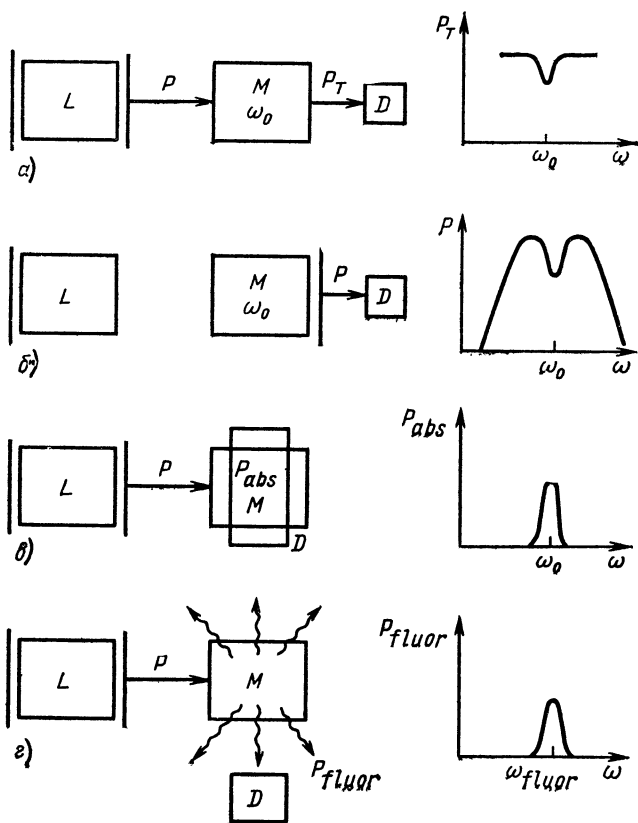


Рис. 3.16. Различные методы измерения поглощения (L — лазер; M — поглощающая среда; D — детектор):

a — измерение пропускания; $б$ — внутрирезонаторный метод; $в$ — оптоакустическое и оплотермическое обнаружение; $г$ — измерение флуоресценции

мально регистрируемое число атомов 10^2 , молекул (колебательно-вращательные переходы) 10^8 [74];

в 1 см^3 газа при давлении 10^3 Па обнаруживаются относительные содержания молекул 10^{-9} .

Недостаток: низкое пространственное разрешение.

Внутрирезонаторная спектроскопия. При применении внутрирезонаторной абсорбционной спектроскопии происходит повышение чувствительности измерения по сравнению с измерением пропускания в благоприятных случаях на несколько порядков, если образец находится в резонаторе со средой, обладающей широкой кривой усиления (лазеры на красителях, неодимовый лазер). Эффект основан на перераспределении интенсивности между различными модами, которое обусловлено многократным прохождением лазерного луча через образец в резонаторе (длина L) и взаимодействием между модами. Повышение чувствительности S достигает [74, 75]:

у импульсных лазеров (τ — длительность импульса)

$$S = \sigma\tau/L; \quad (3.54)$$

у непрерывных лазеров при сильной связи (малое неоднородное уширение) между модами

$$S = 2M \frac{cg}{L\kappa[g - (\kappa/c)]}, \quad (3.55)$$

где M — отношение числа возбужденных мод к числу мод, подавленных в результате поглощения; g — усиление слабого сигнала, уравнение (2.27); κ — неселективные потери резонатора.

Достигнутые усиления $S = 10^2 \div 10^5$.

Применения метода:

регистрация слабых линий поглощения;

регистрация короткоживущих (10^{-3} — 10^{-6} с) промежуточных продуктов химических реакций, радикалов и нестабильных молекул.

Недостаток: незначительное пространственное разрешение.

Частотно-модуляционная спектроскопия [77]. Этот метод является вариантом оптической спектроскопии с гетеродинамированием. При этом методе регистрируется поглощение или дисперсия образца путем измерения частотно-модулированного сигнала.

Метод применяется при измерении малого поглощения или дисперсии (изменение меньше 1 %) за короткие времена (наносекунды).

Оптоакустическая спектроскопия. Оптоакустическая спектроскопия находит применение в тех случаях, в которых дезактивация возбужденных уровней (в жидкостях, твердых телах, газах) происходит в результате безызлучательных переходов [78]. Премущественное применение: в газах (в ИК-диапазоне, колебательно-вращательные переходы в молекулах). Поглощение приводит к повышению температуры, которое (при амплитудно-модулированном лазерном излучении) вызывает периодические изменения давления, регистрируемые с помощью конденсаторного микрофона. Мерой чувствительности является равенство поглощенной мощности эквивалентной мощности шума P_a системы. Минимально обнаруживаемый коэффициент поглощения равен:

$$\alpha_{\text{min}} = (P_a/P_e) \sqrt{B}, \quad (3.56)$$

где P_e — падающая мощность лазера; B — ширина полосы приемной системы.

С достигаемыми значениями $P_a = 10^{-10} \text{ Вт}/(\text{см} \cdot \text{Гц}^{1/2})$ из уравнения

(3.56) для $B=1$ Гц и $P_e=1$ Вт получаем значение $\alpha_{\min}=10^{-10}$ см $^{-1}$. Для жидкостей $P_a=10^{-4} \div 10^{-5}$ Вт/(см·Гц $^{1/2}$). Оптимальная область давлений лежит выше 10^3 Па.

Применения метода:

регистрация слабого поглощения в ИК-диапазоне;
измерение заселенности возбужденных колебательно-вращательных уровней (временное разрешение 10^{-3} — 10^{-4} с);
во внутريدоплеровской спектроскопии;
для измерения поглощения в жидкостях, кристаллах и порош-
ках [79];

измерение коэффициента усиления при комбинационном рассеянии (до 10^{-5} см $^{-1}$), PARS—photo—acoustic Raman spectroscopy (оптоаку-
стическая спектроскопия комбинационного рассеяния [79]).

Недостаток: незначительное пространственное разрешение.

Оптермическая спектроскопия. Оптермическая спектроскопия находит применение в тех случаях, в которых дезактивация возбужден-
ных уровней происходит в результате безызлучательной релаксации. Поглощенная энергия в газе непосредственно измеряется путем нагрева теплового (например, пироэлектрического) приемника [80]. Была до-
стигнута $P_a=2 \cdot 10^{-9}$ Вт/(см·Гц $^{1/2}$) [см. уравнение (3.56)]. Предпочти-
тельная область применения лежит ниже 10^3 Па. Преимущества по от-
ношению к оптоакустическому приемнику: высокая чувствительность
при низких давлениях, чувствительность не зависит от сорта газа.

Применение метода:

обнаружение слабых поглощений в ИК-диапазоне;
внутريدоплеровская спектроскопия при низких давлениях.

Недостаток: слабое пространственное и временное разрешение.

Оптогальваническая спектроскопия [81]. Поглощение лазерных фо-
тонов вызывает изменение разрядного тока в газовом разряде (непо-
средственное измерение поглощения).

Таблица 3.19. Пределы обнаружения лазерно-индуцированной флуоресценции атомов (ЛИФ, в водных растворах, при электротермической атомизации пробы) и сравнение с атомной абсорбционной спектроскопией (ААС) L84]

| Элемент | Длина волны
возбуждения
$\lambda_{\text{анг}}$, нм | Длина волны
наблюдения
$\lambda_{\text{ Beob}}$, нм | Предел обнаружения
(ПО), пг | | ПО (ААС)
ПО (ЛИФ) |
|---------|---|--|--------------------------------|-----|----------------------|
| | | | ЛИФ | ААС | |
| Tl | 276,787 | 352,943 | 0,0007 | 10 | 14 000 |
| Pb | 283,307 | 405,782 | 0,005 | 2 | 400 |
| In | 303,936 | 325,856 | 0,1 | 30 | 300 |
| Pd | 276,309 | 351,694 | 0,7 | 100 | 140 |
| Co | 308,262 | 345,350 | 0,2 | 3 | 15 |
| Bi | 306,772 | 472,219 | 0,8 | 10 | 12 |
| Rh | 339,685 | 358,310 | 12 | 100 | 8 |
| Ni | 322,165 | 361,939 | 1 | 3 | 5 |
| Cu | 324,755 | 510,554 | 0,8 | 2 | 2,5 |
| Fe | 302,064 | 382,043 | 1,0 | 2 | 2 |
| Ir | 284,972 | 357,372 | 50 | 50 | 1 |
| Sn | 286,333 | 317,505 | 500 | 30 | 0,06 |
| V | 264,771 | 354,350 | $1,7 \cdot 10^3$ | 2 | $1,2 \cdot 10^{-3}$ |

Применение метода:

калибровка длин волн лазеров на красителях (до $\pm 1,5$ нм) [82];
внутридоплеровская спектроскопия [83].

Флуоресцентная спектроскопия. Флуоресцентная спектроскопия находит применение в тех случаях, в которых дезактивация возбужденных состояний происходит за счет флуоресценции. Преимущественный диапазон длин волн: видимая и УФ-области спектра.

Метод флуоресцентной спектроскопии является наиболее чувствительным из всех указанных выше методов. Этот метод обеспечивает пространственное разрешение 10^{-6} см⁻³ (принципиально возможно до $10\lambda^3$), чувствительность до одного атома или молекулы, временное разрешение до 10^{-9} с и детектирование элементов с низким пределом регистрации (табл. 3.19).

Применение метода:

регистрация малых концентраций (например, 10^2 атомов Na в 1 см³);

регистрация радикалов (например, 10^6 радикалов OH в 1 см³);
измерение констант скоростей реакций (предпочтительно применение молекулярных пучков).

Недостаток: ограничение переходами в видимом и УФ-диапазонах.

3.3.3. ВНУТРИДОПЛЕРОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ

Ширина линии поглощения в газах определяется при низком давлении доплеровским уширением. Поэтому спектральная разрешающая способность линейных измерений поглощения (см. разд. 3.3.2) достигает 10^5 — 10^6 . Доплеровская ширина $\delta\omega_D$ равна:

$$\delta\omega_D = \frac{2\omega_0}{c} \left(\frac{2kT}{M} \ln 2 \right)^{1/2} = 7,16 \cdot 10^{-7} \omega_0 \left(\frac{T}{A_r} \right)^{1/2}, \quad (3.57)$$

где T — температура; A_r — относительная атомная масса.

Типичные значения 10^7 — 10^9 Гц.

В табл. 3.20 приведены спектроскопические эффекты, наблюдение которых требует использования внутридоплеровской спектроскопии. С помощью лазерной спектроскопии высокого разрешения достигнута разрешающая способность $R = \nu/\Delta\nu$ до 10^{11} ; имеются предложения по повышению разрешающей способности до 10^{15} [9, 74].

Предпосылкой для достижения высокой разрешающей способности является стабильность частоты лазера (см. разд. 2.9.3).

Спектроскопия в коллимированных молекулярных пучках. Уменьшение доплеровской ширины в коллимированных молекулярных пучках (угол расходимости пучка Θ , средняя скорость v) при ортогональном взаимодействии с лазерным пучком до значения

$$\delta\omega = (v/c) \omega_0 \Theta. \quad (3.58)$$

Измерение результата взаимодействия между лазерным излучением и молекулярным пучком зависит от типа исследуемого перехода:

измерение флуоресценции при излучательной релаксации (время жизни возбужденного уровня меньше 10^{-4} с);

измерение поглощения, регистрация изменений в заселении электронных и магнитных подуровней или измерение отклонения молекул вследствие отдачи при резонансном поглощении в случае, если дезакти-

Т а б л и ц а 3.20. Необходимая разрешающая способность R для эффектов в атомных и молекулярных спектрах

| Эффект | | R |
|----------------------|--|-------------------|
| Атомные спектры | Тонкая структура возбужденных состояний | 10^5-10^7 |
| | Изотопическая структура | 10^5-10^7 |
| | Сверхтонкая структура, включая атомы с изомерными ядрами | 10^5-10^8 |
| | Релятивистские эффекты (лэмбовский сдвиг) | 10^8-10^8 |
| | Излучательное уширение | 10^8-10^9 |
| | Столкновительное уширение (при 10^2 Па) | 10^7-10^9 |
| Молекулярные спектры | Столкновительное уширение (при 10^2 Па) | 10^7-10^8 |
| | Эффект Штарка и Зеемана в слабых полях | 10^8-10^9 |
| | Сверхтонкая структура вследствие квадрупольного взаимодействия | 10^8-10^8 |
| | Магнитная сверхтонкая структура | 10^9-10^{11} |
| | Изомерное смещение вследствие ядерного возбуждения | 10^8-10^{10} |
| | Обнаружение влияния слабых взаимодействий | $10^{13}-10^{15}$ |

зация происходит в результате безызлучательной релаксации или времени жизни возбужденных уровней будет большим.

Достигаемое разрешение до 10^8 .

Спектроскопия насыщения. Этот метод основан на насыщении атомного (или молекулярного) перехода при взаимодействии с излучением перестраиваемого лазера [74, 75]. Наблюдается уменьшение поглощения, обратный лэмбовский провал. Поглощающая ячейка находится в стоячем волновом поле в лазерном резонаторе или вне резонатора лазера, причем насыщение регистрируется путем измерения части мощности лазерного пучка, который после прохождения через поглощающую ячейку отражается и снова проходит поглощающую ячейку (рис. 3.17). Интенсивность насыщения равна:

$$I_s = \frac{\varepsilon_0 c \hbar^2}{2T_1 T_2 |\mu|^2} \quad (3.59)$$

Коэффициент поглощения для случая поглощающей ячейки, расположенной вне резонатора, равен:

$$\alpha = \alpha_1 \left(1 + \frac{I}{I_s} \right)^{-1/2}, \quad (3.60)$$

где α_1 — линейный коэффициент поглощения.

Типичные значения для используемых интенсивностей лазерного излучения $I = 1 \div 10^{-3}$ Вт/см².

Достигаемое разрешение: в принципе до естественной ширины линии $\delta\omega_{\text{hom}} = 2/T_2$ (атомы 10^5-10^7 Гц, молекулы $10-10^3$ Гц).

Это разрешение, вообще говоря, не достигается из-за отсутствия стабильности частоты и однородного уширения спектральных линий, вызванного:

столкновениями частиц друг с другом (можно избежать при использовании низких давлений; столкновительное уширение достигает при 10^{-1} Па примерно 10^3 — 10^4 Гц);

конечным временем взаимодействия частиц с излучением (поэтому следует применять лазерные пучки с большим поперечным сечением);

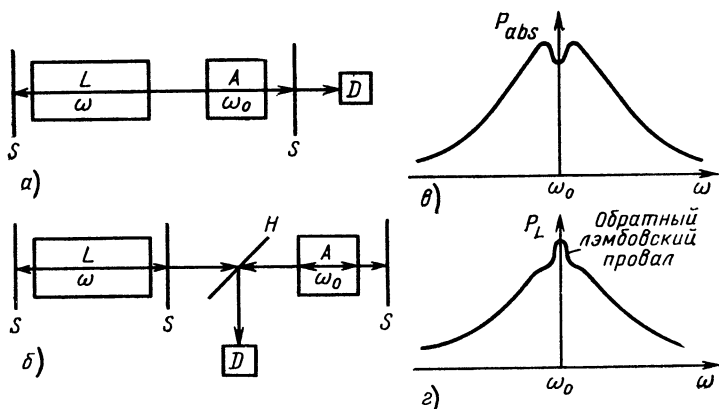


Рис. 3.17. Схемы для спектроскопии насыщения (L — лазер; A — поглощающая ячейка; S — зеркало; D — детектор; H — полупрозрачное зеркало):

a — поглощающая ячейка в резонаторе лазера; b — поглощающая ячейка вне резонатора лазера; θ — зависимость поглощенной мощности от частоты лазерного излучения; z — зависимость лазерного излучения от частоты (для специального случая, когда центральные частоты лазера и поглотителя совпадают)

уширением, обусловленным возрастанием интенсивности излучения; это уширение определяется из выражения

$$\delta\omega_{\text{broad}} = \delta\omega_{\text{hom}} \left(1 + \frac{I}{I_s} \right)^{1/2} \quad (3.61)$$

(при $I = 1$ мВт/см² имеем 10^4 — 10^5 Гц).

Достигнутое до сих пор разрешение составляет 10^8 — 10^9 (максимальное значение 10^{11}).

Используемые лазеры: в видимой области спектра непрерывные лазеры на красителях, в ИК-диапазоне преимущественно газовые (которые перестраиваются за счет конечной ширины профиля линии усиления или с помощью эффекта Зеемана; недостаток: приходится полагаться на случайные совпадения частоты лазерного излучения и частоты поглощения), лазеры с переориентацией спинов (см. разд. 3.2) и в возрастающей степени лазеры с большими диапазонами перестройки, как, например, лазеры на центрах окраски [85] и полупроводниковые лазеры (см. разд. 2.7).

Лазерная спектроскопия захваченных ионов [86—88]. Захват отдельных охлаждаемых ионов в определенных случаях открывает совершенно новые возможности. Значение эффекта особенно важно при бездоплеровской спектроскопии (нет поперечного эффекта Доплера, нет

пролетного уширения), стабилизации частоты (возможная стабильность 10^{18}), исследовании взаимодействия с отдельными частицами, исследовании статистики фотонов, получения вигнеровских кристаллов.

До сих пор была достигнута эффективная температура меньше 10^{-3} К, времена захвата составляют несколько часов.

Двухфотонное поглощение. При двухфотонном поглощении (см. рис. 3.1) разрешения можно достигнуть до однородной ширины линии за счет взаимодействия в стоячей волне лазерного излучения, если удвоенная частота лазерного излучения совпадает с центром доплеровски уширенной линии [9, 74].

Преимущества метода:

все частицы вносят вклад (независимо от их скоростей) в поглощение;

возможно исследование переходов между уровнями одинаковой четности.

Достижимое разрешение $R=10^8$.

3.3.4. ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ

Применение лазера в спектроскопии комбинационного рассеяния привело как к улучшению известных методов (спонтанное комбинационное рассеяние, см. рис. 3.1), так и к развитию совершенно новых методов, которые основаны на эффектах нелинейной оптики (см. разд. 3.2) [13, 89]:

когерентное антистоксово комбинационное рассеяние света (КАРС);
обращенное комбинационное рассеяние (IRS) или спектроскопия поглощения комбинационного рассеяния;
комбинационно-индуцированный эффект Керра (RIKE);
гиперкомбинационное рассеяние;
спектроскопия вынужденного комбинационного рассеяния света (SRS);

фотоакустическая спектроскопия комбинационного рассеяния.

Спектроскопия комбинационного рассеяния применяется в газах, жидкостях и твердых телах. ИК-спектроскопия и спектроскопия комбинационного рассеяния дополняют друг друга, поскольку справедливы различные правила отбора.

Преимущества применения лазеров:

более высокая спектральная разрешающая способность (до 10^7 Гц в газах);

более высокое временное разрешение (до пикосекунд, см. разд. 3.3.5);

регистрация полного спектра комбинационного рассеяния за короткие времена.

В табл. 3.21 дано сравнение различных методов [39].

Спонтанное комбинационное рассеяние. Преимущества применения лазера по сравнению с обычными источниками света [76]:

сокращение времени измерения вследствие высоких интенсивностей;

более высокое разрешение вследствие малой ширины линии;

уменьшение паразитного поглощения в образце за счет подбора подходящей линии волны (лазер на красителе);

возможность исследования малых зондируемых объемов вследствие хорошей фокусируемости;

Т а б л и ц а 3.21. Сравнение различных методов комбинационного рассеяния [39] (без поверхностных эффектов)

| Параметр | КАРС | IRS (SRS) | RIKE | Спонтанное комбинационное рассеяние |
|---|--|------------------------------------|--|-------------------------------------|
| Спектральное разрешение, см ⁻¹ | 5—10 ⁻³ | 5—10 ⁻³ | 5—10 ⁻³ | 5—10 ⁻³ |
| Необходимая интенсивность, Вт/см ² | 10 ⁶ —10 ⁹ | 10 ⁶ —10 ¹¹ | 10 ⁶ —10 ⁹ | 10 ³ —10 ⁶ |
| Время регистрации, с | 10 ² —
10 ⁻¹² | 10 ² —10 ⁻¹² | 10 ² —
10 ⁻¹¹ | 10 ³ —10 ⁻¹² |
| Исследуемый объем, см ³ | 10 ⁻² —
10 ⁻⁶ | 10—10 ⁻⁵ | 10 ⁻¹ —
10 ⁻⁶ | 10 ⁻² —10 ⁻⁶ |
| Порог обнаружения, моль/л: | | | | |
| вне резонансов | 10 ⁻¹ —
10 ⁻² | 10 ⁻¹ —10 ⁻³ | 10 ⁻¹ —
10 ⁻³ | 10 ⁻¹ —10 ⁻⁴ |
| вблизи резонанса | 10 ⁻⁴ —
10 ⁻⁶ | 10 ⁻³ —10 ⁻⁵ | 10 ⁻² —
10 ⁻⁵ | 10 ⁻³ —10 ⁻⁶ |

П р и м е ч а н и е. КАРС — когерентное антисоксово комбинационное рассеяние света; IRS — обращенное комбинационное рассеяние; SRS — спектроскопия комбинационного рассеяния света; RIKE — комбинационно-индуцированный эффект Керра.

более точные измерения деполяризации вследствие высокой степени поляризации лазерного излучения; повышение интенсивности излучения комбинационного рассеяния посредством облучения соответствующей частотой лазерного излучения, которая совпадает с электронным резонансом образца (резонансное комбинационное рассеяние).

Когерентное антисоксово комбинационное рассеяние света. КАРС является нелинейным процессом четырехволнового смешения (см. разд. 3.2.3.6). Оно возникает при облучении среды, активной к комбинационному рассеянию, двумя лазерными волнами ($\omega_L > \omega_S = \omega_L - \omega_0$) и приводит к генерации когерентного излучения на частоте $\omega_{as} = \omega_L + \omega_0$ (рис. 3.18) [9, 39].

Интенсивность антистоксова излучения при слабой фокусировке равна:

$$I_{as} = \frac{\omega_{as}^2 |\chi_{CARs}^{(3)}|^2}{4c^4 \epsilon_0^2 n_{as} n_s^2 n_L^2} I_L^2 I_s L^2 \text{sinc}^2 \left(\frac{(\Delta k)_z L}{2} \right), \quad (3.62)$$

где $(\Delta k)_z = (2k_L - k_s - k_{as})_z$.

$\chi_{CARs}^{(3)}$ в пренебрежении нерезонансной составляющей совпадает с $\chi_R^{(3)}$ в уравнении (3.40). КАРС требует выполнения условия фазового синхронизма $(\Delta k)_z = 0$ за счет неколлинеарного взаимодействия коллимированных пучков (рис. 3.18) или посредством острой фокусировки.

При острой фокусировке для мощности антистоксова излучения справедливо соотношение

$$P_{as} = \frac{\omega_{as}^2 \omega_L^2 |\chi_{CARS}^{(3)}|^2}{4\pi^2 c^6 \epsilon_0^2 n_{as} n_s n_L} P_L^2 P_s. \quad (3.63)$$

В технике КАРС-спектроскопии в качестве перестраиваемых лазеров используются лазеры на красителях. Области применения КАРС-спектроскопии:

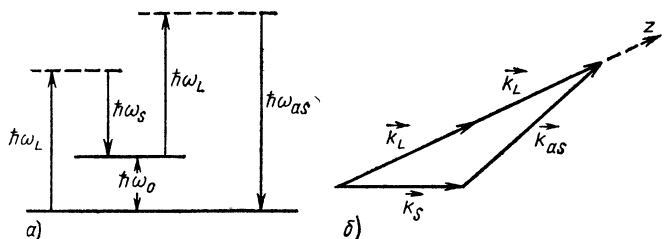


Рис. 3.18. Схема энергетических уровней (а) и неколлинеарное фазовое согласование (б) при КАРС

исследование сильно флуоресцирующих образцов (например, биологические системы);
измерения в пламенах и газах (сильное фоновое излучение);
регистрация вращательных спектров;
измерение T_1 и T_2 при использовании ультракоротких световых импульсов (см. разд. 3.3.5).

Достигнутое разрешение при использовании непрерывных лазеров на красителях составляет 10^{-3} см $^{-1}$.

Обращенное комбинационное рассеяние (спектроскопия поглощения комбинационного рассеяния). Среда облучается двумя интенсивными лазерными волнами (частоты ω_{as} , $\omega = \omega_{as} - \omega_0$, см. рис. 3.1). Наблюдается поглощение на частоте ω_{as} [83, 39].

Недостаток метода: необходимость измерения поглощения.

Преимущества метода: подавление флуоресценции и другого фонового излучения; возможность одновременной регистрации полного спектра комбинационного рассеяния за короткие времена (от наносекунд до пикосекунд) при широкополосной накачке (ω_{as} в этом случае представляет широкополосное излучение лазера на красителе или пс-континуум, см. подраздел 3.2.3.4).

Спектроскопия усиления комбинационного рассеяния. Среда облучается интенсивной лазерной (ω_L) и слабой зондирующей волной ($\omega_s = \omega_L - \omega_0$). Измеряется усиление зондирующей волны [см. уравнения 3.38], (3.39).

Преимущество по отношению к КАРС-спектроскопии: отсутствие фонового излучения за счет вклада нерезонансных нелинейностей. Достигаемое разрешение в газах равно менее 25 МГц (менее 10^{-3} см $^{-1}$) при использовании непрерывного лазера.

Комбинационно-индуцированный эффект Керра. Среда облучается двумя интенсивными лазерными волнами с частотами ω_s (линейно поляризованная) и ω_L (с круговой поляризацией). Измеряется сигнал, который возникает с поляризацией, перпендикулярной поляризации падающей волны на частоте ω_s , только тогда, когда $\omega_s = \omega_L - \omega_0$ (резонансное комбинационное рассеяние) [40].

Преимущества метода:

теоретически нет фона;

регистрация почти полного спектра комбинационного рассеяния при широкополосном облучении за короткие времена.

Недостаток метода: высокое требование к оптическому качеству образца (необходимость измерения поляризации).

Фотоакустическая спектроскопия комбинационного рассеяния. Используется комбинация оптоакустической спектроскопии и спектроскопии усиления комбинационного рассеяния.

Преимущества метода [79]:

возможность применения в жидкостях, биологических образцах;

отсутствие помех, обусловленных фоновой флуоресценцией;

возможны измерения с временным разрешением;

незначительные затраты на проведение экспериментов.

Достигнутая чувствительность: коэффициенты усиления комбинационного рассеяния составляют 10^{-5} см^{-1} .

Спонтанное гиперкомбинационное рассеяние. При облучении среды интенсивной лазерной волной (частота ω_L) спонтанно образуются фотоны с частотой $\omega_{Hs} = 2\omega_L - \omega_0$ [38] (см. рис. 3.2).

Особенности эффекта:

интенсивность спонтанного гиперкомбинационного рассеяния пропорциональна квадрату интенсивности возбуждающего света;

интенсивность очень мала (обнаружение сигнала даже при использовании лазера с модулированной добротностью возможно только путем счета фотонов, один фотон на импульс или меньше).

Этот эффект важен из-за наличия специальных правил отбора для исследования типов колебаний, которые недоступны ни методами ИК-спектроскопии, ни методами спектроскопии комбинационного рассеяния (silent modes — «молчание» моды).

3.3.5. СПЕКТРОСКОПИЯ СВЕРХВЫСОКОГО ВРЕМЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ

Благодаря формированию ультракоротких лазерных импульсов с длительностью в наносекундном, пикосекундном и фемтосекундном диапазонах стало возможным исследовать временной ход физических, химических и биологических процессов в этом временном диапазоне. К этим процессам можно отнести, например, процессы в молекулярной физике (табл. 3.22), физике твердого тела, например измерение времени жизни поляритонов, оптических фононов, электронно-дырочной плазмы в пикосекундном [91, 92] и фемтосекундном диапазонах [95], химии, например измерение констант скоростей мономолекулярных элементарных реакций (не более 10^{13} с^{-1}) и контролируемых диффузией реакций (не более 10^{10} с^{-1}), биологии, например исследование элементарных процессов при фотосинтезе (10^{-12} с) и при зрительном процессе (10^{-12} с).

В спектроскопии сверхвысокого временного разрешения использу-

Таблица 3.22. Типичные значения времен релаксации в молекулах

| Переход | Агрегатное состояние | T_1 , с | T_2 , с |
|-----------------------|----------------------|------------------------|-------------------------|
| Вращательный | Газ (10^5 Па) | 10^{-10} — 10^{-7} | 10^{-11} — 10^{-9} |
| Колебательный | Газ (10^5 Па) | 10^{-8} — 10^0 | 10^{-11} — 10^{-9} |
| | Конденсированное | 10^{-12} — 10^{-3} | 10^{-13} — 10^{-11} |
| Электронный | | 10^{-13} — 10^{-2} | 10^{-14} — 10^{-10} |
| Немарковские процессы | | 10^{-14} | |

ются твердотельные лазеры, газовые лазеры и лазеры на красителях, а также перестраиваемые лазеры, реализованные методами нелинейной оптики, как, например, параметрические генераторы и пикосекундный континуум (см. подраздел 3.2.3.4). Лазеры, которые излучают непрерывную последовательность импульсов, имеют преимущество при обнаружении сигналов (метод стробирования, см. разд. 6).

Методами спектроскопии сверхвысокого временного разрешения могут быть измерены как времена релаксации энергин (некогерентная спектроскопия), так и времена релаксации фазы (когерентная спектроскопия). Наиболее подходящим методом когерентной спектроскопии является комбинационное рассеяние. После возбуждения образца импульсом лазерного излучения измеряется временной ход поглощения, испускания излучения или комбинационного рассеяния образца.

Фазовая флуорометрия [90]. Если образец возбуждается модулированным лазерным излучением (частота модуляции Ω), то возникает флуоресценция (в зависимости от времени затухания τ) с фазовым сдвигом Θ . В простейшем случае $\Theta = \arctg(\Omega\tau)$. Измеряется Θ . Достижимое временное разрешение при применении более высоких частот модуляции в диапазоне 10^8 Гц лежит в пикосекундной области.

Измерение поглощения. Временное изменение поглощения можно измерить методом пробного луча, при котором зондирующий луч с временной задержкой (реализованной с помощью оптической линии задержки) определяет поглощение образца после его возбуждения интенсивным импульсом (рис. 3.19, а). В сочетании со спектрометром при переменной длине волны зондирующего импульса (например, пикосекундный или фемтосекундный континуум [44]) можно зарегистрировать зависимость поглощения от длины волны и времени (рис. 3.19, б). С помощью эшелона Майкельсона (рис. 3.19, в) можно измерить поглощение с несколькими различными задержками зондирующими импульсами (упрощение метода измерения). Различные зондирующие импульсы могут быть пространственно отдельно сфотографированы с помощью видикона и оптического многоканального анализатора (ОМА) (см. разд. 6). При применении электронно-оптической камеры с шелевой разверткой (см. разд. 6) можно регистрировать изменение поглощения, обусловленное коротким возбуждающим импульсом, также с помощью длинного зондирующего импульса.

Измерение флуоресценции. Измерения флуоресценции можно производить с временным разрешением в пикосекундной области при при-

менении электронно-оптической камеры с щелевой разверткой или оптического затвора.

Оптимальным является применение оптического затвора в поперечной геометрии (метод скрещенных пучков), при которой с помощью переключающего импульса в комбинации со спектрометром можно ре-

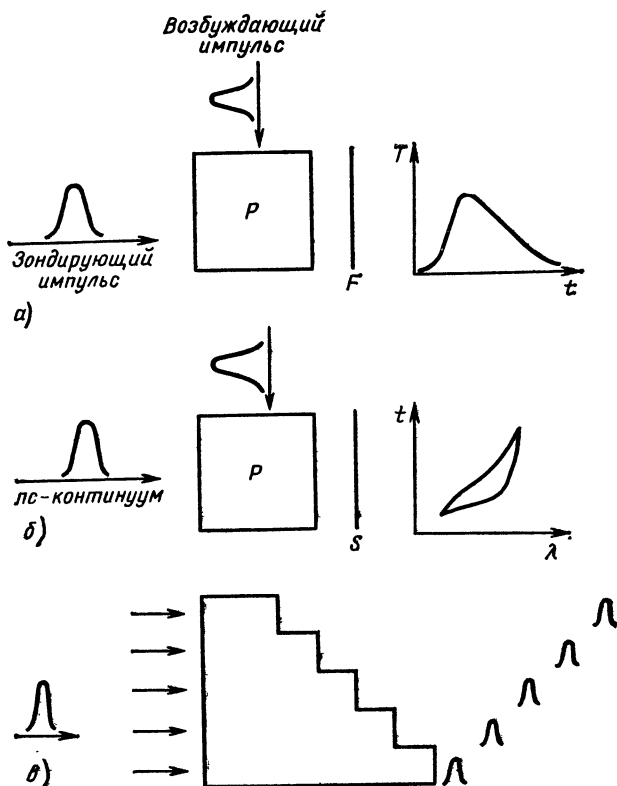


Рис. 3.19. Метод скрещенных пучков (F — фотопластинка; T — пропускание; S — спектроскоп; P — исследуемый объем):

a — измерение зависимости поглощения от времени; b — измерение зависимости поглощения от времени и длины волны; c — генерация нескольких задержанных по времени импульсов с помощью эшелона

гистрировать зависимость сигнала от времени и длины волны (рис. 3.20).

Метод скрещенных пучков имеет преимущество в том, что при использовании многоканального анализатора может происходить электронная обработка данных.

Комбинационное рассеяние. Методы комбинационного рассеяния применяются для исследования колебания молекул в основном электронном состоянии в жидкостях, оптических фононов и поляритонов в твердых телах с разрешением в пикосекундном диапазоне [91, 92].

Принцип действия. Интенсивный ультракороткий световой импульс в процессе вынужденного комбинационного рассеяния (см.

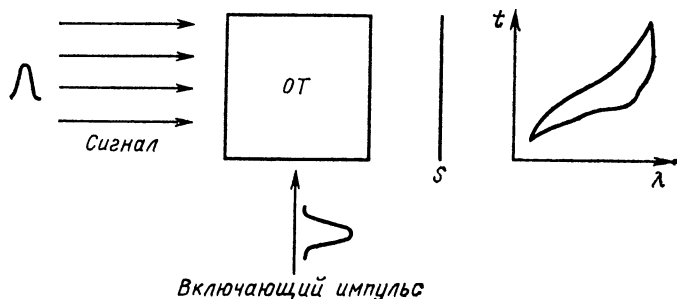


Рис. 3.20. Измерение флуоресценции с помощью оптического затвора (метод скрещенных пучков) (S — спектрометр; $ОТ$ — оптический затвор)

разд. 3.2.4) возбуждает колебания молекулы или решетки. Слабый зондирующий световой импульс с соответствующей переменной задержкой во времени по отношению к возбуждающему импульсу зондирует состояние возбужденной системы. Вынужденное комбинационное рассеяние приводит как к заселению возбужденного уровня, так и к образованию когерентного состояния среды. Измерения заселенности или когерентного колебания с временным разрешением дают значения T_1 или T_2 .

Измерение T_2 возможно путем регистрации когерентного антистоксова рассеяния зондирующего импульса в когерентно возбужденной системе. Эти процессы требуют точного пространственного ориентирования волновых векторов для выполнения условия фазового синхронизма (см. подраздел 3.3.4.2). T_2 получается из измерений интенсивности когерентного антистоксова рассеяния как функции задержки между возбуждающим и зондирующим импульсами.

С помощью спектроскопии комбинационного рассеяния имеется возможность исследования однородно и неоднородно уширенных линий.

Измерение T_1 возможно путем измерения интенсивности спонтанного (некогерентного) антистоксова рассеяния зондирующего импульса.

3.3.6. СПЕЦИАЛЬНЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ ЛАЗЕРОВ ДЛЯ ЗАДАЧ АНАЛИЗА

Специфические проблемы возникают в задаче обнаружения малых концентраций сложных молекул и дистанционного обнаружения атомов и молекул на больших расстояниях [74, 76].

Обнаружение малых концентраций сложных молекул. В проблеме обнаружения малых концентраций в смесях газов основная трудность

состоит в том, что спектральное разрешение методов линейной спектроскопии оказывается слишком слабым (см. разд. 3.3.2). Этот недостаток устраняется посредством:

применения спектроскопии насыщения (см. разд. 3.3.3) в количественном анализе (для углеводородов обнаружены относительные содержания 10^{-3} — 10^{-5});

применения лазера в масс-спектроскопии для фотоионизации молекул в вакуумной УФ-области (повышение чувствительности масс-спектрометров на несколько порядков) [96].

Дистанционное обнаружение атомов и молекул. Этот метод используется для контроля загрязнений атмосферы. Обозначение метода ЛИДАР (Light Detection and Ranging).

Принцип действия: лазерный импульс передается в исследуемую область пространства, и принимается излучение, обусловленное резонансным рассеянием, комбинационным или рэлеевским рассеянием.

Примеры:

резонансное рассеяние: обнаружено 10^3 атомов в верхней атмосфере (90 км);

комбинационное рассеяние: обнаружение O_3 (чувствительность $0,005 \cdot 10^{-6}$) и SO_2 ($0,005 \cdot 10^{-6}$) на расстояниях несколько километров;

резонансное поглощение: обнаружение NO_2 на расстоянии 4 км с чувствительностью $0,2 \cdot 10^{-6}$.

Пространственное разрешение составляет примерно 10 м.

3.4. ЛАЗЕРНАЯ ФОТОХИМИЯ

3.4.1. ВВЕДЕНИЕ

Применение лазеров в химии происходит во все возрастающем объеме, при этом основные применения лазеров лежат в трех областях: в аналитической химии (например, путем применения лазерной спектроскопии, см. разд. 3.3);

в кинетике реакций (например, путем применения методов лазерной спектроскопии, см. разд. 3.3);

для селективного возбуждения и инициирования химических реакций (например, синтез веществ, очистка веществ, разделение изотопов [97—99]).

Элементарные химические реакции. Элементарную химическую реакцию в газовой фазе можно понимать как преодоление потенциального барьера E_a (E_a — энергия активации) вдоль реакционной координаты x (рис. 3.21). Скорость временного течения реакции определяется константой скорости реакции K .

На рис. 3.21, а показана диссоциация двухатомной молекулы (x — расстояние между атомами; E_a — энергия диссоциации). На рис. 3.21, б показано образование в бимолекулярной реакции из молекулы АВ через активированный комплекс А—В—С молекулы ВС.

Температурная зависимость константы скорости реакции K приближенно описывается уравнением Аррениуса:

в случае термического возбуждения

$$K = C \exp [-E_a/(kT)]; \quad (3.64)$$

в случае поглощения фотонов (рис. 3.21, а)

$$K' = C' \exp [-(E_a - h\nu)/kT], \quad (3.65)$$

где C , C' — постоянные, слабо зависящие от температуры.

Благодаря увеличению внутренней энергии молекул вследствие поглощения при известных обстоятельствах можно существенно уменьшить или совсем исключить значительные затраты на тепловую энергию (высокие температуры) для инициирования реакции.

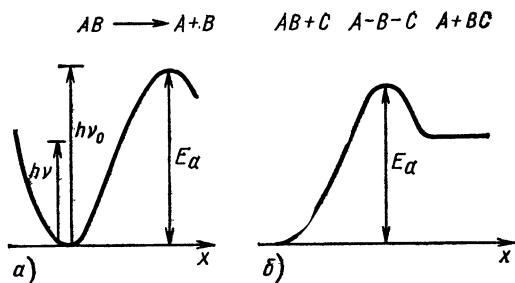


Рис. 3.21. Зависимость энергии от реакционной координаты x для элементарных химических реакций:

a — мономолекулярная реакция; b — бимолекулярная реакция

Различная абсорбционная способность молекул представляет возможность для селективного фотохимического стимулирования в результате того, что, например, в смеси активируется только определенный сорт молекул путем соответствующего выбора частоты света.

Различия в спектре поглощения молекул с одинаковым элементарным составом возникают за счет пространственной структуры (цис-, транс-изомерия), различного изотопного состава (важно для разделения изотопов), изомерии ядер атомов.

Существует возможность внутримолекулярной селективности.

Выбором энергии фотона $h\nu$ изменяется внутренняя энергия молекулы (независимо от температуры газа). Как следствие этого, имеется возможность протекания различных химических реакций с различными энергиями активации (нагревание реакционной смеси всегда приводит к ускорению реакции с минимальной энергией активации). С помощью лазеров могут быть инициированы или ускорены химические реакции, которые не протекают при термическом возбуждении.

Внутреннюю энергию молекулы приближенно можно разделить на: электронную энергию E_{el} : E_{el} составляет несколько эВ, поглощение в видимой и УФ-областях спектра;

колебательную энергию E_{vib} : $E_{vib} = 0,1 + 0,01$ эВ, поглощение в ближней ИК-области спектра;

вращательную энергию E_{rot} : $E_{rot} = 0,001 + 0,0001$ эВ, поглощение в дальней ИК-области спектра до субмиллиметровых волн.

Отсюда получают различные возможности для активации химических реакций.

Пример. Диссоциация молекулы, для которой в общем случае требуется несколько электрон-вольт, возможна путем поглощения фотона УФ-диапазона или путем многофотонного поглощения в ИК-области спектра (ступенчатое возбуждение колебательного уровня в основном электронном состоянии).

3.4.2. ЛАЗЕРЫ В ФОТОХИМИИ

Развитие мощных перестраиваемых лазеров в различных спектральных диапазонах открыло для фотохимии [инициирование химической реакции при низких температурах и (или) селективное инициирование определенных химических реакций] совершенно новые перспективы. Причиной этого являются следующие свойства лазерного излучения:

временная когерентность и монохроматичность излучения, которая обеспечивает селективность в возбуждении или активации даже при очень незначительных различиях в спектре поглощения;

возможность перестройки частоты лазерного излучения, которая позволяет осуществить точное совпадение с линией поглощения и возбуждать на различных линиях поглощения молекулы, т. е. на различных квантовых переходах в молекулах;

возможность генерации ультракоротких импульсов (короче, чем время жизни возбужденных состояний молекулы);

высокая интенсивность излучения (спектральная плотность энергии), которая достаточна для насыщения квантового перехода, т. е. возбуждения значительной части молекул;

пространственная когерентность лазерного излучения и связанная с этим возможность точного расположения лазерного пучка (т. е. создание определенной зоны реакции и облучение больших реакционных объемов).

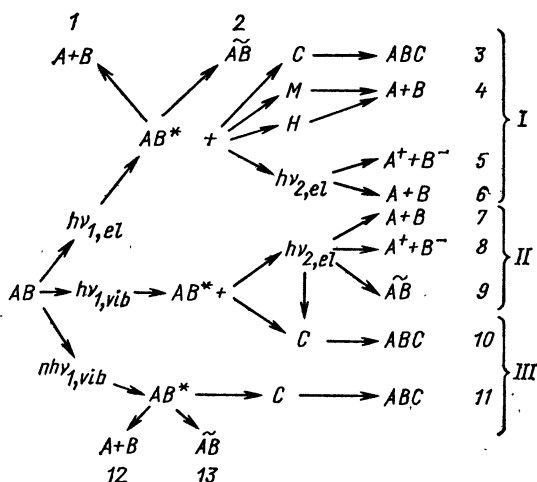


Рис. 3.22. Лазерные фотохимические реакции [97]:

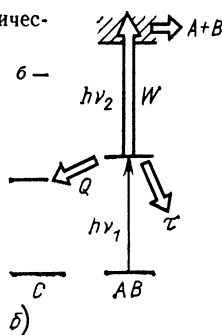
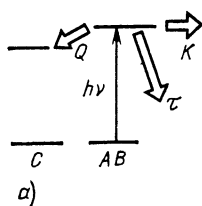
I — в видимой и УФ-областях спектра; II — в комбинированном поле лазерного излучения; III — одноступенчатые процессы (a) и многофотонные процессы (b) в ИК-области спектра; 1 — преддиссоциация; 2 — изомеризация; 3 — химическая реакция; 4 — преддиссоциация вследствие столкновений (M) в магнитном поле (H); 5 — двухступенчатая ионизация; 6 — двухступенчатая диссоциация; 7 — двухступенчатая диссоциация; 8 — двухступенчатая ионизация; 9 — двухступенчатая изомеризация; 10 — химическая реакция; 11 — химическая реакция; 12 — диссоциация; 13 — изомеризация

Многообразие возможных лазерных фотохимических процессов активации показано на рис. 3.22 [97]. Различают воздействие излучения в видимой и УФ-областях спектра (диапазон I); ИК области спектра (диапазон III); комбинированном поле излучения (т. е. видимая, УФ- и ИК-области спектра) (диапазон II).

После возбуждения молекула может принимать участие в трех конкурирующих друг с другом процессах (рис. 3.23, а):

Рис. 3.23. Лазерные фотохимические процессы:

а — одноступенчатый процесс; б — двухступенчатый процесс



в желаемой химической реакции с константой скорости реакции K ;

в передаче энергии возбуждения со скоростью Q на другие молекулы (этот процесс особенно вреден при разделении изотопов, поскольку там различие в энергетических уровнях разделяющихся атомов или молекул очень незначительно);

в релаксации с постоянной времени τ .

Реакция протекает эффективно с высокой селективностью при выполнении условий $K \gg 1/\tau$, $K \gg Q$. Поскольку все три процесса возможны при одном столкновении, а соотношения величин нельзя изменить с помощью лазерного излучения, необходимо тщательно выбирать условия реакций для каждого конкретного случая. Кроме того, для «внутримолекулярной» селективности фотохимической реакции должны быть подготовлены реагенты (акцепторы), соответствующие возбужденному состоянию. Это очень трудно осуществить. Поэтому эти процессы до сих пор мало исследованы.

Особыми случаями одноступенчатых процессов являются фотопреддиссоциация и фотонизомеризация. Здесь химическая реакция протекает спонтанно после возбуждения, т. е. без столкновений. Поэтому условия ее протекания можно выполнить достаточно легко.

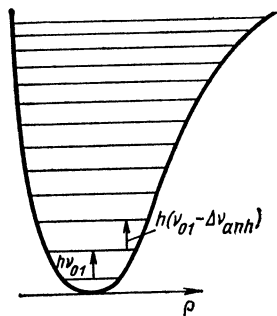
Двухступенчатые процессы (рис. 3.23, б), которые непосредственно приводят к диссоциации молекулы, имеют преимущество в том, что скорость диссоциации W зависит от интенсивности I лазерного излучения. Двухступенчатые процессы управляются на второй ступени путем использования лазерного излучения. Поэтому для обогащения изотопа лазерным излучением преимущественно применяются эти процессы. Условия для высокой эффективности и селективности: $W(I) \gg Q$ или $1/\tau$. Эти условия практически могут быть выполнены всегда. Особенно выгодны эти процессы в комбинированном поле лазерного излучения (см. рис. 3.22, II).

Многофотонные процессы в ИК спектральной области (см. рис. 3.22, III) по своей эффективности и селективности равнозначны многофотонным процессам в комбинированном поле лазерного излучения.

3.4.3. ИНФРАКРАСНАЯ ЛАЗЕРНАЯ ФОТОХИМИЯ

3.4.3.1. Поглощение и релаксация молекул. В ИК лазерной фотохимии активация происходит за счет колебательных степеней свободы (мод) молекул (рис. 3.24) путем последовательного поглощения ИК-

Рис. 3.24. Схема уровней ангармонического осциллятора (ρ — расстояние между ядрами)



квантов. Отдельные моды можно описывать как ангармонические осцилляторы с определенной основной частотой ν_{01} и фактором ангармоничности $\Delta\nu_{\text{анг}}$. Каждому колебательному уровню соотнесен еще ансамбль вращательных уровней.

ИК-спектр для многоатомных молекул, по меньшей мере на нижних колебательных уровнях, является дискретным, и поэтому селективность возбуждения лазерным излучением велика.

Ограничения для этой спектральной области обусловлены прежде всего релаксацией колебательно-вращательных состояний. В молекулярном газе возможны следующие релаксационные процессы:

релаксация в пределах отдельной степени свободы с постоянными времени τ_{R-R} для вращательной релаксации и τ_{V-V} для колебательной релаксации;

релаксация между разными степенями свободы с постоянными времени τ_{R-T} для вращательно-поступательной релаксации, постоянными времени $\tau_{V-V'}$ для релаксации между модами молекулы, постоянными времени τ_{V-R} для релаксации между колебательными и вращательными состояниями и постоянными времени τ_{V-T} для релаксации между колебательными и поступательными степенями свободы.

Между этими временами релаксации действительны следующие соотношения:

$$\tau_{R-R} \ll \tau_{R-T} \ll \tau_{V-V} \ll \tau_{V-V'} \ll \tau_{V-R} \text{ или } \tau_{V-T}.$$

При нормальном давлении имеем следующие типичные значения:

$$\tau_{V-R}, \tau_{V-T} \approx 10^{-5} \text{ с}; \quad \tau_{V-V} \approx 10^{-8} \text{ с}.$$

В бинарных газовых смесях возникают дополнительные каналы ре-

лаксации (обменные процессы между степенями свободы различных молекул).

Наряду с этими релаксационными процессами, обусловленными столкновениями, существует бесстолкновительная внутримолекулярная колебательная релаксация, которая приводит для возбужденных в области «квазиконтинуума» молекул (см. подраздел 3.4.3.3) к статистическому распределению внутренней энергии по различным типам колебаний [105].

Химические реакции, инициированные при селективном возбуждении, должны протекать быстрее, чем вредные для селективности релаксационные процессы.

Вследствие этого число химических реакций, которые можно стимулировать с помощью инфракрасного лазерного излучения, существенно ограничено.

Из-за ангармоничности колебаний переходы между более высокими энергетическими уровнями выходят из резонанса с лазерным излучением, что затрудняет протекание многоступенчатых процессов для молекул из нескольких атомов. Однако эту ангармоничность можно частично компенсировать, поскольку каждый переход является колебательно-вращательным переходом (см. подраздел 3.4.3.3). Несмотря на это, для ступенчатого возбуждения в двухатомной молекуле требуются интенсивности лазерного излучения 10^{11} – 10^{12} Вт/см², чтобы компенсировать ангармоничность за счет уширения мощностью излучения (Power broadening), см. разд. 3.3.3. Поэтому осуществимы следующие процессы:

иницирование реакций с малой энергией активации ($E_a \approx h\nu$);

иницирование реакций с $E_a \gg h\nu$ путем использования различий во временах релаксации (заселение верхних уровней происходит за счет быстрых обменных V—V процессов);

многофотонное поглощение в многоатомных молекулах.

3.4.3.2. Одно- и многоступенчатые процессы. На рис. 3.25 приведены возможные процессы возбуждения для реакций с малой энергией активации. (Из этих процессов комбинационное рассеяние представляет единственную возможность непосредственно фотохимически возбуждать в ИК спектральной области неактивные молекулы.)

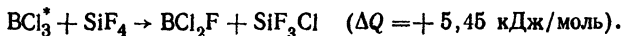
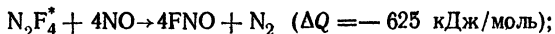
Пример двухступенчатого процесса [100]: возбуждение молекулы HCl ($v=0$) $\rightarrow \text{HCl}$ ($v=2$) (v — колебательное квантовое число) происходит с помощью импульсного HCl -лазера ($h\nu = 0,36$ эВ), а активация реакции $\text{Br} + \text{H}^{35}\text{Cl}$ ($v=2$) $\rightarrow \text{HBr} + {}^{35}\text{Cl}$.

Результат: повышение скорости реакции за счет возбуждения по отношению к реакции с невозбужденной HCl ($v=0$) на 11 порядков.

Применение: обогащение изотопов Cl.

При использовании различия времен релаксации при высоком давлении возможно инициирование химических реакций даже в случае, когда энергия активации значительно больше, чем энергия фотона. Тип колебаний может селективно «нагреваться» путем возбуждения первого колебательного состояния или нескольких нижних колебательных состояний. Заселение верхних колебательных состояний вплоть до границы диссоциации происходит за счет квантового V—V обмена ($\tau_{V-V} \ll \tau_{V-V'}$).

Примеры этих реакций [3.100, 3.101]:



Молекулы, обозначаемые (*), были возбуждены CO_2 -лазером. Этот пример показывает, что можно инициировать как экзотермические, так и эндотермические реакции. Характерным для подобных реакций является то обстоятельство, что они обладают порогом по интенсивности лазерного излучения (табл. 3.23).

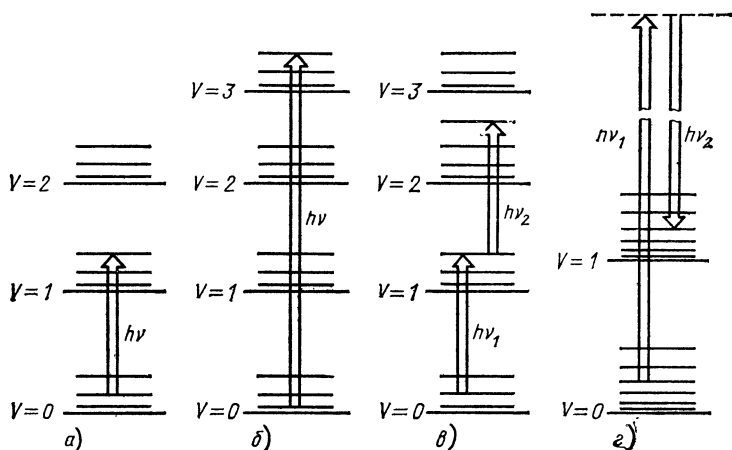


Рис. 3.25. Возможности активации колебательных состояний в молекуле: а — одноступенчатый процесс; б — возбуждение в обертоновые полосы; в — двухступенчатый процесс; г — комбинационное рассеяние

Благодаря лазерному излучению возбужденные молекулы могут действовать как катализаторы (например, за счет обмена колебательными квантами).

Таблица 3.23. Примеры лазерно индуцированных реакций при высоком давлении (по данным работы [101], для CO_2 -лазера)

| Реакция | Давление, кПа | Диаметр пучка, см | Длительность импульса, мс | Интенсивность, Вт/см ² | Число вспышек | Результат |
|--------------------------------------|---------------|-------------------|---------------------------|-----------------------------------|---------------------|--|
| $\text{N}_2\text{F}_4^* + \text{NO}$ | По 13,3 | 0,9 | 20 | 16
17 | $2 \cdot 10^3$
1 | Нет реакций
←100 %-ное преобразование |
| $\text{BCl}_3^* + \text{SiF}_4$ | По 13,3 | 0,3 | 20 | 210
230 | 10^2
10^3 | Нет реакции
68 %-ное преобразование |

Пример. Реакция C_2Cl_4 в смеси с молекулами BCl_3 , облученными лазерным излучением (непрерывный лазер на CO_2 , мощность 6 Вт), приводит к образованию C_6Cl_6 при комнатной температуре [102]. При термической активации образование C_6Cl_6 происходит лишь при температуре 700 °С. Возбужденные молекулы BCl_3 не разлагаются. Примечательно, что реакции не реализуются с возбужденными молекулами SiF_6 (поглощение излучения CO_2 -лазера).

3.4.3.3. Многофотонное поглощение. Бесстолкновительная многофотонная диссоциация. Бесстолкновительная многофотонная диссоциация многоатомных молекул в сильном ИК-поле лазерного излучения (интенсивность лазерного излучения составляет 10^5 — 10^7 Вт/см², давление 10^2 Па) является наиболее эффективным по интенсивности лазерным фотохимическим процессом. Открытие этого эффекта привело к интенсивным исследованиям в этой области, в частности, в связи с обогащением изотопов. Большое число колебательных степеней свободы, их комбинационные частоты и снятие вырождения колебательно-вращательных состояний приводят в многоатомных молекулах в более высоких колебательных состояниях к квазинепрерывному спектру поглощения в ИК спектральной области. Благодаря этому должны преодолеваться за счет резонансного поглощения только три-четыре колебательных уровня, чтобы попасть в «квазиконтинуум» (рис. 3.26), при этом из-за большой плотности уровней всегда имеет место резонанс с лазерным излучением. Молекула путем последовательного поглощения квантов ИК-излучения может быть возбуждена вплоть до границы диссоциации. Селективность обеспечивается за счет резонансного поглощения на нижних колебательно-вращательных переходах. Этот эффект наблюдается также при очень малом давлении (10^{-4} Па) и коротких лазерных импульсах (50 пс), протекает без столкновений и является пороговым процессом. Порог возникает из-за того, что для диссоциации молекула должна поглотить определенное количество энергии.

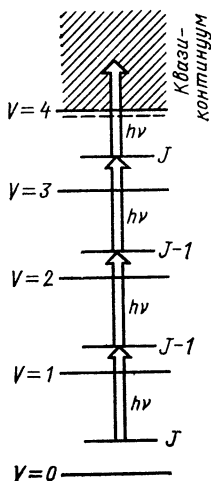


Рис. 3.26. Многофотонное поглощение в ИК-области спектра

эффект наблюдается также при очень малом давлении (10^{-4} Па) и коротких лазерных импульсах (50 пс), протекает без столкновений и является пороговым процессом. Порог возникает из-за того, что для диссоциации молекула должна поглотить определенное количество энергии.

Несмотря на интенсивные исследования, процесс бесстолкновительной многофотонной диссоциации детально не изучен. Исходным пунктом для его теоретического объяснения является то обстоятельство, что при используемых интенсивностях лазерного излучения полевое уширение линий поглощения нижних дискретных переходов недостаточно для компенсации ангармоничности.

Имеется ряд модельных представлений, например:

переход к «квазиконтинууму» происходит путем ступенчатого резонансного поглощения в пределах одной моды. Ангармоничность на нижних колебательных переходах компенсируется за счет вращательной энергии, т.е. путем последовательного поглощения в P-, Q- и R-ветви

моды:

$$\left. \begin{aligned} (v=0; J) \rightarrow (v=1; J-1) \quad v_{0 \rightarrow 1} &= v_0 - 2BJ \quad P\text{-ветвь}; \\ (v=1; J-1) \rightarrow (v=2; J-1) \quad v_{1 \rightarrow 2} &= v_0 - \Delta v_{\text{anh}} \quad Q\text{-ветвь}; \\ (v=2; J-1) \rightarrow (v=3; J) \quad v_{2 \rightarrow 3} &= v_0 + 2BJ - 2\Delta v_{\text{anh}} \quad R\text{-ветвь}, \end{aligned} \right\} \quad (3.66)$$

где J — вращательное квантовое число; B — вращательная постоянная.

Требование к интенсивности лазерного излучения для получения полевого уширения линии поглощения и тем самым для осуществления квазирезонансного поглощения уменьшается, таким образом, до

$$|2BJ_{\text{res}} - \Delta v_{\text{anh}}| < \delta v_{\text{broad}},$$

где J_{res} — номер вращательного уровня в основном колебательном состоянии, с которого начинается ступенчатое возбуждение.

Пример. SF_6 ; в спектре его переход в квазиконтинуум происходит уже с третьего колебательного уровня. Для диссоциации этой молекулы с помощью TEA CO_2 -лазеров (см. подраздел 2.6.5.3) должно быть затрачено примерно 35 фотонов (соответствует энергии диссоциации). Если молекула находится в квазиконтинууме, то ее внутренняя энергия статистически распределяется по различным модам [103]. Молекула разрывается по самой слабой связи. Внутримолекулярная селективность исключена. Порог обусловлен процессами в квазиконтинууме; для многофотонной диссоциации определяющей является энергия лазерного импульса, а не интенсивность. Однако такое представление, развитое для молекулы SF_6 , по-видимому, справедливо не для всех молекул, потому что исследования с CCl_4 [104] показывают, что необходимое для диссоциации среднее число ИК-фотонов зависит от того, какая возбуждается мода.

Благодаря ангармоничности снимается вырождение колебательных состояний молекул (например, типа сферического волчка как SF_6). Вследствие этого плотность энергетических уровней уже на нижних колебательных состояниях так велика, что ангармоничность может быть скомпенсирована без участия вращательной энергии. Возбуждение происходит в основном в пределах одной моды. Внутримолекулярная селективность представляется возможной. При достаточной плотности уровней могут возбуждаться высокие колебательные уровни (вплоть до квазиконтинуума) ступенчатым образом в пределах одной моды при произвольно малой интенсивности лазерного излучения, если оно обладает соответствующей для возбуждения уровней частотой, шириной линии и достаточной длительностью импульса. Это подтверждается исследованиями с непрерывно перестраиваемыми CO_2 -лазерами высокого давления на SF_6 [106] и в последнее время на молекулах с низкой симметрией, как, например, $\text{C}_2\text{F}_5\text{Cl}$, CF_3Br и CF_3I [107], у которых обнаружены узкие многофотонные резонансы в спектре поглощения.

Многофотонная диссоциация при участии столкновений. В более легких молекулах (например, SiH_4 по сравнению с SF_6) плотность линий спектра недостаточна для компенсации ангармоничности. Переход в квазиконтинуум происходит лишь при более высоких давлениях в результате взаимодействия процессов вращательной релаксации и квантового-V—V обмена.

Пример. Многофотонная диссоциация SiH_4 с помощью TEA CO_2 -лазера при давлениях выше 10^3 Па [105].

Многофотонная диссоциация двухчастотным

лазерным излучением. Этот метод обеспечивает повышение селективности реакции (например, при разделении изотопов). С помощью лазера с относительно низкой интенсивностью дискретные переходы в молекуле преодолеваются ступенчатым образом с переходом в квазиконтинуум. Малая интенсивность обуславливает слабое полевое уширение линии и тем самым способствует более высокой селективности. Более мощный лазерный пучок с более низкой или более высокой частотой излучения вызывает возбуждение в квазиконтинууме вплоть до границы континуума. Диссоциация имеет место только при одновременном действии обоих лазеров.

3.4.4. ФОТОХИМИЯ С ЛАЗЕРАМИ В ВИДИМОЙ И УФ-ОБЛАСТЯХ СПЕКТРА

Фотохимические процессы в этой спектральной области протекают при использовании электронных состояний молекул. На рис. 3.27 представлены некоторые возможные механизмы возбуждения, т. е. активации

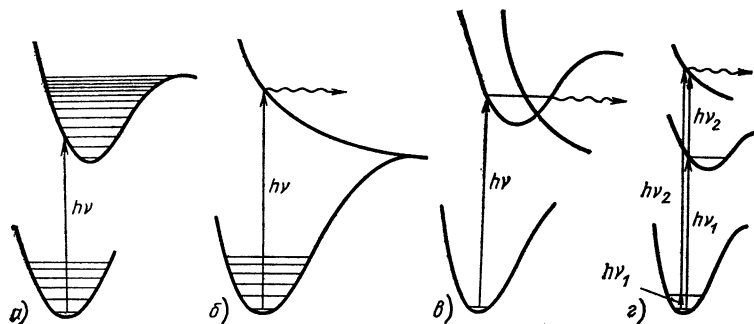


Рис. 3.27. Возможности активации электронных состояний в молекуле: одноступенчатые процессы: а — возбуждение электронного состояния; б — фотодиссоциация; в — фотопреддиссоциация; г — двухступенчатый процесс

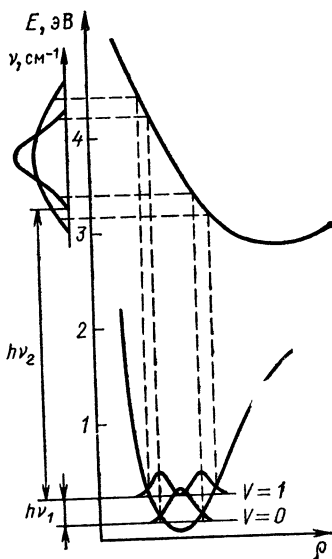
ции. (Здесь не показаны различные механизмы селективной фотоионизации, которые прежде всего применяются при разделении изотопов атомов и при детектировании одиночных атомов и молекул.)

Одноступенчатые процессы. Преимущество по сравнению с одноступенчатыми процессами в ИК-области спектра (см. подраздел 3.4.3.2): энергия активации химической реакции может быть значительно больше;

высокая энергия возбуждения обеспечивает более высокую квантовую эффективность реакции.

Недостаток: из-за сложной структуры электронных состояний в видимой и УФ спектральных областях молекулы имеют широкие полосы поглощения. Вследствие этого оказывается малосущественной малая ширина линии лазерного излучения и тем самым не достигается возможная селективность взаимодействия. Поэтому лазерная активация за счет электронного возбуждения при использовании одноступенчатого процесса применяется только для атомов и двухатомных молекул, спектры поглощения которых могут обеспечить селективность (напри-

Рис. 3.28. Красное смещение непрерывной УФ-полосы поглощения за счет возбуждения колебаний молекулы (двухатомная молекула, ρ — расстояние между ядрами)



мер, Hg, IC1). Возбужденные атомы или молекулы вступают тогда в соответствующую химическую реакцию, в которой имеет значение выбор реагента, чтобы не потерять селективность в последующих реакциях.

Фотопрдиссоциация. Фотопрдиссоциация становится возможной при пересечении устойчивого терма молекулы с разлетным. Если молекула возбуждается на колебательно-вращательный уровень устойчивого электронного терма, то в этом случае может происходить безызлучательный переход на разлетный терм и молекула диссоциирует. Время жизни такого состояния достигает (в зависимости от молекулы и возбужденного колебательно-вращательного уровня в устойчивом электронном терме) примерно 10^{-6} — 10^{-12} с. Значение прдиссоциации проявляется прежде всего в том, что из-за дискретного спектра поглощения возможна селективная диссоциация излучением видимой спектральной области в одноступенчатом процессе, которая может быть использована для разделения изотопов.

Пример. Метанол (формальдегид, HCHO) прдиссоциирует из первого возбужденного синглетного состояния на устойчивые конечные продукты H_2 и CO.

Двухступенчатые процессы. При фотохимическом активировании молекул в двухступенчатом процессе промежуточным может быть электронное состояние или колебательный уровень основного электронного состояния молекулы.

Преимуществом возбуждения колебательного уровня как промежуточного состояния (процесс в комбинированном поле излучения, см. рис. 3.22) является высокая селективность метода. Селективно (посредством ИК-излучения) возбужденные молекулы за счет последующего поглощения УФ-фотонов переводятся в более высокие электронные состояния, получают высокую энергию возбуждения.

На рис. 3.28 показана двухступенчатая диссоциация двухатомной молекулы. Для первых двух колебательных уровней в основном электронном состоянии нанесены распределения вероятностей определенного расстояния между ядрами и показан вид сплошного спектра поглощения из соответствующих колебательных уровней. В результате красного смещения сплошного спектра поглощения можно достичь селективности.

Пример. Разделение изотопов ^{14}N и ^{15}N путем облучения смеси 1:1 из $^{14}NH_3$ и $^{15}NH_3$ (суммарное давление 2,7 кПа) излучением ТЕА CO_2 -лазера ($\lambda_1 = 10,6$ мкм), которое вызывает возбуждение первого ко-

лебательного уровня $^{15}\text{NH}_3$, и обычного источника света ($\lambda_2 = 220,5 \text{ нм}$), которое приводит к диссоциации колебательно возбужденных молекул $^{15}\text{NH}_3$. После цепочки реакций, одна из которых является изотопически селективной (см. [97]), получают в конечном продукте 80 % $^{15}\text{N}_2$ и 20 % $^{14}\text{N}_2$.

Комбинация ИК многофотонного поглощения в многоатомных молекулах в основном электронном состоянии (ниже границы диссоциации) и последующее возбуждение или диссоциация под воздействием УФ-фотонов имеют дополнительное преимущество:

сильное красное смещение УФ-полосы поглощения;

необходима более низкая мощность ИК-лазера по сравнению со случаем ИК многофотонной диссоциации;

имеется возможность экспериментального определения функции распределения молекул по возбужденным колебательным уровням при использовании перестраиваемого УФ-лазера.

Пример. Увеличение сечения поглощения CF_3I на длине волны $\lambda_2 = 351 \text{ нм}$ (экимерный XeF-лазер) в 200 раз при потоке энергии $0,6 \text{ Дж/см}^2$ ИК-излучения (ТЕА CO_2 -лазер, $\lambda_1 = 9,3 \text{ мкм}$ [109]).

Многофотонное возбуждение. Наряду с представленными на рис. 3.22 лазерными фотохимическими реакциями УФ многофотонное возбуждение приобретает все большее значение с развитием экимерных лазеров (см. подраздел 2.6.3.4) в качестве мощных источников УФ-излучения. Эффективность многофотонного возбуждения очень сильно зависит от интенсивности излучения. Различают:

1) когерентные многофотонные процессы через виртуальные промежуточные состояния.

Пример. Получение радикалов $\text{OH}-(\text{A}^2\Sigma^+)$ посредством двухфотонного возбуждения H_2O излучением Krf-лазера ($\lambda = 248 \text{ нм}$) [3.110];

2) последовательные многофотонные процессы через промежуточные состояния радикалов.

Пример. Получение радикалов $\text{C}_2-(\text{d}^3\Pi_g)$ посредством последовательного трехфотонного возбуждения нафталина излучением экимерного лазера на XeCl ($\lambda = 308 \text{ нм}$) [111].

Преимущества многофотонного возбуждения проявляются при получении высоковозбужденных свободных радикалов и высоковозбужденных атомов или молекул без применения вакуумного УФ-излучения, в специальных правилах отбора для многофотонного поглощения (которые эквивалентны, например, для двухфотонного поглощения правилам отбора комбинационного рассеяния, благодаря чему могут быть заселены уровни, для однофотонных процессов запрещенные), при возбуждении среды, оптически толстой для вакуумных УФ-фотонов.

Многофотонное возбуждение является существенно гибким методом, что может иметь значение для осаждения слоев в микроэлектронике (см. подраздел 3.4.5.1).

Пример. Осаждение пленок Cr, полученного при многофотонной диссоциации гексакарбонила хрома [112].

3.4.5. ПРИМЕНЕНИЯ

Кроме инициирования химических реакций, для чего уже были приведены примеры, рассмотренные механизмы взаимодействия имеют особое значение для:

обогащения изотопов;

микроэлектроники;

очистки веществ;
селективной лазерной биохимии.

3.4.5.1. Обогащение изотопов лазерным излучением. Изотопические сдвиги. При обогащении изотопов используется сдвиг атомных и молекулярных линий поглощения, обусловленный различным числом нейтронов в ядре отдельных изотопов атома. В атомах изотопические сдвиги получаются за счет различной массы (что важно для легких элементов), различных объемов ядер и различных спинов ядер. Массовый эффект дает сдвиг частоты $\Delta\nu \approx \nu \Delta M m / M^2$ (m — масса электрона; M — масса ядра; ΔM — разность масс).

В молекулах появляются изотопические сдвиги во вращательных полосах (очень малы и для разделения изотопов не имеют значения) и колебательных полосах. Например, изотопический сдвиг в колебательном спектре для двухатомной молекулы равен:

$$\Delta\nu = \nu \frac{M' (M_1 - M_2)}{2M_2 (M_1 + M_2)}, \quad (3.67)$$

где M_1, M_2 — массы изотопов; M' — масса связанного с ними атома.

Примеры изотопических сдвигов: изменение частоты $\text{H}_2 \rightarrow \text{HD}$ 12 %, $^{235}\text{UF}_6 \rightarrow ^{238}\text{UF}_6$ 0,2 %.

В электронных переходах у молекул сдвиги возникают за счет изменений колебательно-вращательных состояний. Эти изменения из-за высокой плотности состояний не имеют значения, особенно у многоатомных молекул.

Условия для высокой селективности: отсутствие перекрытия линий поглощения разделяемых изотопов, т. е. возможно разделение в газовой фазе при низком давлении (доплеровское уширение определяет ширину линии). Путем применения атомных и молекулярных пучков исключается доплеровское уширение (см. разд. 3.3.3), и селективность возбуждения возможна в пределах доплеровской ширины.

Фотохимический и фотофизический методы разделения. При фотохимическом методе изотопически селективное ускорение химических реакций осуществляется путем возбуждения колебаний или электронных состояний молекул. Эти методы до сих пор мало исследованы, и их труднее реализовать по сравнению с фотофизическими методами.

В широко разработанных фотофизических методах лазерное излучение наряду с возбуждением одновременно вызывает химическую реакцию (диссоциация, ионизация). Продукты реакции (радикалы) должны быть связаны с помощью подходящих акцепторов. К этим методам можно отнести:

селективную ступенчатую ионизацию атомов (уже испытывается в опытных установках);

многофотонную диссоциацию молекул в сильном ИК-поле лазерного излучения (уже испытывается в опытных установках);

селективную ступенчатую фотодиссоциацию молекул в комбинированном ИК—УФ-поле лазерного излучения;

фотопрдиссоциацию молекул.

Селективная ступенчатая ионизация атомов. Этот метод обогащения изотопов представляет интерес особенно для тяжелых элементов, поскольку изотопическое смещение из-за эффекта конечного протяжения ядра (изотопическое смещение пропорционально квадрату радиуса ядра) становится больше для элементов с более высоким порядковым номером. С помощью этого метода были разде-

лены, например, изотопы K, Ca, Rb, редкоземельных элементов, урана, трансурановых элементов. На рис. 3.29 показан принцип разделения изотопов урана, используемый в Ливерморской национальной лаборатории. Атомы ^{235}U атомного пучка селективно возбуждаются излучением ионного Хе-лазера ($\lambda_1=378,1\text{ нм}$) и из возбужденного состояния ионизируются излучением Kr^+ -лазера ($\lambda_2=350\text{ нм}$). С помощью электрического поля осуществляется вытягивание ионов из пучка. Оба лазера ра-

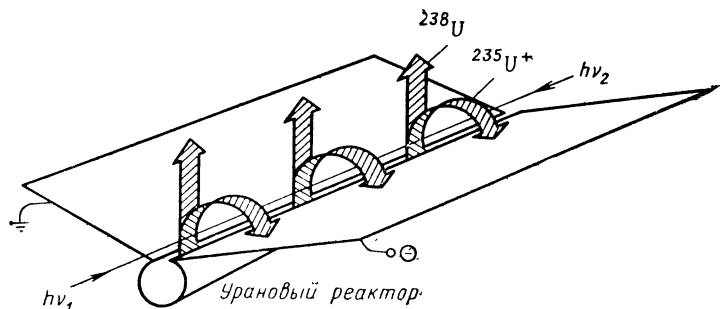


Рис. 3.29. Схема разделения изотопов урана с помощью двухступенчатой ионизации атомов

ботают в непрерывном режиме. Выход $^{235}\text{U}^+$ достигает $2 \cdot 10^{-3}$ г/ч.

Многофотонная диссоциация молекул в сильном ИК-поле. Этот метод можно использовать только для многоатомных молекул. Он имеет то преимущество, что применяются ИК-лазеры, которые имеют более высокий КПД по сравнению с КПД лазеров, работающих в видимой области спектра. Этот метод используется для соединений с изотопами самых различных элементов, например H, B, C, N, Si, S, Mo, Os. В настоящее время применение метода еще ограничено молекулами, спектр поглощения которых совпадает с излучением ТЕА CO_2 -лазера (атмосферного давления с поперечным возбуждением) (например, SF_6 , BCl_3 , OsO_4 , CF_3H). Применение метода к UF_6 требует мощного лазера на длине волны 16 мкм, разработка которого в настоящее время интенсивно ведется во многих странах.

На рис. 3.30 в качестве примера приведены коэффициенты обогащения K_A в исходном веществе SF_6 по изотопу ^{34}S в зависимости от давления SF_6 . На первых опытных установках с SF_6 получена производительность 0,1 г/ч при коэффициенте обогащения по изотопу ^{34}S , равном 25. Даже при относительно низкой селективности в принципе можно получить высокое значение K_A (ценой малого количества оставшегося исходного вещества). В противоположность этому коэффициент обогащения в конечном продукте в основном определяется селективностью. Поскольку изотопическое смещение в молекулярных спектрах становится все меньше с ростом массового числа, то получен максимальный коэффициент обогащения в конечном продукте 10⁴ для D (при многофотонной диссоциации флуороформа CF_3H излучением CO_2 -лазера) [113].

Селективная ступенчатая фотоионизация молекул в комбинированном ИК — УФ-поле лазерно-

го излучения. Этот метод особенно подходит для обогащения изотопов тяжелых элементов. В будущем, прежде всего, можно рассчитывать на возрастающее применение эксимерных лазеров (см. разд. 2.6.3), в том числе для обогащения U-235 в UF_6 . Селективность во второй ступени, диссоциации из возбужденного колебательного состояния, определяется относительным красным смещением УФ-полосы поглощения вследствие колебательного возбуждения.

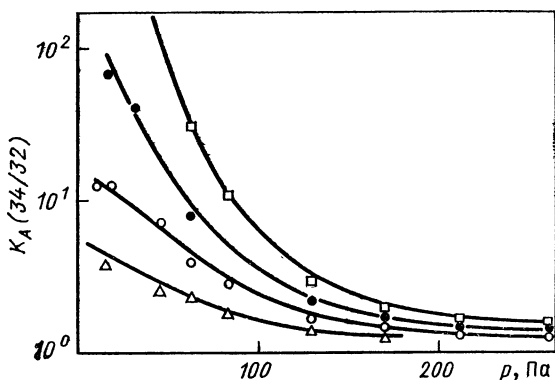


Рис. 3.30. Зависимость коэффициентов обогащения K_A (34/32) SF_6 в исходных веществах от начального давления газа SF_6 [97]:
число лазерных импульсов: Δ — 50; \circ — 100; \bullet — 200; \square — 400

Пример. Эксперименты в газовой смеси $^{12}\text{CF}_3\text{I}/^{13}\text{CF}_3\text{I}$. При использовании CO_2 -лазера получают под воздействием излучения XeF-лазера ($\lambda=351$ нм) степень диссоциации 10^{-3} и под воздействием излучения XeCl-лазера ($\lambda=308$ нм) степень диссоциации составляет 10^{-2} ; достигнуты коэффициенты обогащения в конечных продуктах 48 и 2,3.

Фотопреддиссоциация. Применение этого процесса для разделения изотопов требует выполнения следующих условий:

состояния молекул, из которых происходит преддиссоциация, должны иметь достаточно большое время жизни, чтобы уширение линий не привело к перекрытию спектров поглощения; это обстоятельство определяет время жизни 10^{-10} — 10^{-11} с;

процесс должен обеспечивать высокую квантовую эффективность, т. е. степень диссоциации должна быть достаточно большой; пока преддиссоциация представляет собой единственный канал для релаксации возбужденных состояний, это условие выполняется для времен жизни $\gg 10^{-10}$ с.

Примеры. За счет селективной преддиссоциации HCON происходило как обогащение D, так и разделение изотопов C и O. Обогащение ^{81}Br имело место при преддиссоциации Br_2 , а разделение изотопов йода — при преддиссоциации орто- I_2 .

3.4.5.2. Лазерные фотохимические процессы в микроэлектронике. Возможности применения лазеров при изготовлении микроэлектронных элементов очень разнообразны:

в лазерной литографии (с использованием эксимерных лазеров); метод лазерной литографии в настоящее время наиболее широко подготовлен для промышленного внедрения;

при отжиге дефектов и рекристаллизации, где лазеры можно использовать для травления, легирования, осаждения пленки (лазерное химическое осаждение из паровой фазы — Laser—CVD, laser chemical vapor deposition).

Эти три процесса можно осуществить за счет различных режимов лазерного воздействия:

1) лазерного пиролиза. Пиролиз, как правило, газообразной реакционной смеси осуществляется путем локального нагрева подложки в фокусе лазерного излучения или путем преобразования в тепло поглощенной энергии излучения за счет релаксационных процессов;

2) лазерного фотолиза. Этот режим характеризуется протеканием фотохимических процессов, особенно УФ однофотонной и многофотонной диссоциации и ИК многофотонного возбуждения.

На рис. 3.31 приведены принципиальные схемы устройств для лазерной обработки. При осаждении слоя с большой поверхностью в боль-

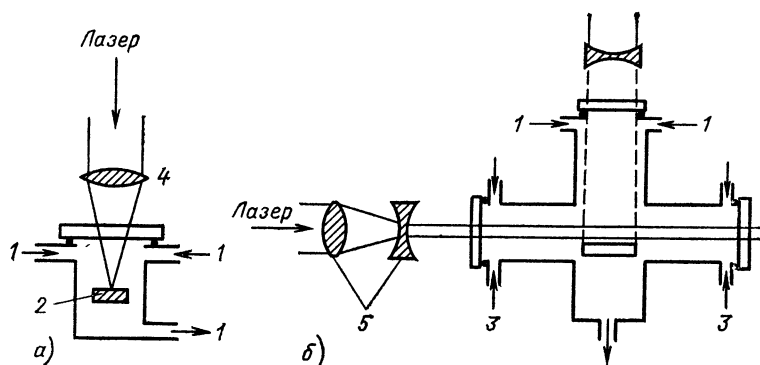


Рис. 3.31. Схематическое изображение устройств:

а — для микроструктурирования; б — для процессов травления и осаждения, связанных с большими поверхностями; 1 — реакционная смесь; 2 — подложка; 3 — обдувка окна (инертный газ N_2); 4 — линза; 5 — цилиндрическая линза

шинстве случаев предусматривается нагрев подложки (в зависимости от осаждаемого материала вплоть до $400^\circ C$). При образовании микроструктуры подложка или вся кювета движется перпендикулярно лазерному лучу.

Хорошая фокусировка лазерного излучения позволяет осуществить непосредственную (без маски) запись структуры. Кроме того, работают также с масками (прямое просвечивание маски или микропроекция).

При образовании микроструктуры с помощью пиролитического лазерного CVD, которое осуществляется, как правило, излучением непрерывных ионных лазеров на инертном газе, достигают в зависимости от конкретной системы толщины слоев от $0,5 \text{ мкм}$ до нескольких миллиметров, скорости осаждения лежат в диапазоне от 10 до 100 мкм/с ,

а скорости записи достигают 500 мкм/с. Соответствующие параметры процесса для фотолитического лазерного химического осаждения из паровой фазы, как правило, на два-три порядка ниже. Зато при этом исключается термическая нагрузка на подложку, что особенно важно для техники сверхбольших интегральных микросхем (структуры размером не более 1 мкм), кроме того, достигается селективность возбуждения.

Травление. Речь идет об иницировании химических реакций, которые приводят к выеданию подложки или находящихся на ней слоев. Различают:

1) процессы травления, которые вызываются колебательно-возбужденными молекулами.

Пример. Травление Si и Ta с помощью колебательно-возбужденной SF_6 излучением TEA CO_2 -лазера. При нормальном падении и плотности потока энергии 1,0 Дж/см² скорость травления достигает 0,12 нм/имп. Поскольку при этом слои SiO_2 не разрушаются, то автоматически достигается избирательность между Si и SiO_2 [114];

2) процессы травления, которые вызываются путем фотолитического образования радикалов, при этом атомы галогенов, образующиеся в процессе многофотонной диссоциации (например, SF_6 , CF_3Br) или УФ однокфотонной или многофотонной диссоциации (например, CH_3Br , Cl_2), реагируют с соответствующими поверхностями. Для этой цели в основном используются TEA CO_2 -лазер и вторая гармоника непрерывного Ar^+ -лазера ($\lambda=257,2$ нм) или эксимерные лазеры. Скорости травления в области действия лазера достигают несколько нанометров/импульс, а в непрерывном режиме — несколько нанометров/секунд. Осуществлялось травление также Si (например, SF_6), SiO_2 (CF_3Br), $\text{GaAs}(\text{CH}_3\text{Br})$ и $\text{InP}(\text{CH}_3\text{Br})$ [115].

Специальной формой травления является абляция полимерных пленок с помощью эксимерных лазеров. Посредством поглощения фотонов определенной энергии (длины волны) полимеры разлагаются, и продукты деления вырываются из пленки, прежде чем поглощенная энергия преобразуется за счет релаксационных процессов в тепло, при этом достигается высокая крутизна краев. Для конкретных материалов процесс связан с определенным диапазоном интенсивностей и длин волн излучения.

Пример. С помощью ArF -лазера (длительность импульса 14 нс и плотность потока энергии 200 мДж/см²) можно удалять в каждом импульсе 0,15 мкм майларовой пленки [116].

Легирование. Лазерный фотохимический эффект используется для получения легирующих атомов металла. Известны две возможности.

1. Осаждение слоя на подложку происходит в результате диффузии из твердой фазы.

Пример. Легирование Cd или Zn в InP с помощью излучения второй гармоники Ar^+ -лазера, которое вызывает осаждение слоя, в то время как основная волна лазера действует на подложку и ускоряет диффузию [117].

2. Излучение УФ импульсных лазеров может одновременно образовывать при диссоциации исходных молекул соответствующие атомы на поверхности полупроводника и расплавить подложку. Атомы попадают в подложку при диссоциации в жидкой фазе.

Пример. Легирование Si элементами B, Al и P из $\text{Al}(\text{CH}_3)_3$, $\text{B}(\text{CH}_3)_3$, BBr_3 , BCl_3 и PCl_3 . С помощью ArF -лазера получают переход р—п-типа 0,35 мкм при легировании акцепторами $2 \cdot 10^{15}$ см⁻³. При

частоте следования импульсов излучения лазера 2 Гц скорость формирования достигает 1 мм/мин. Аналогичным методом осуществляют также легирование S (из H_2S) в кристалле GaAs [117].

Фотолитическое лазерное химическое осаждение из паровой фазы. У всех известных до сих пор процессов, связанных с лазерным химическим осаждением из паровой фазы, лазерное излучение используется для получения радикалов. Радикалы (обычно получаются посредством однофотонной или многофотонной диссоциации излучением в УФ-области спектра. Возможность получения маленького фокального пятна (микроструктурирование), большая энергия возбуждения, а также характеристики поглощения исходных молекул приводят к преимуществу использования этой спектральной области. Для ИК многофотонной диссоциации с помощью CO_2 -лазеров, которая по эффективности сравнима с фотолитической диссоциацией и тем самым составляет предмет рассмотрения осаждения слоев, с большой поверхностью, отсутствуют подходящие исходные молекулы. Осаждение слоя Si из SiH_4 термическим методом было известно ранее [118]. Последние исследования показывают, правда, возможность осаждения слоя a-Si посредством ИК многофотонной диссоциации (с помощью TEA CO_2 -лазера), например, фенилсилана [119].

Для фотолитического лазерного химического осаждения из паровой фазы в УФ спектральной области в основном используются излучение второй гармоники Ar^+ -лазера и эксимерный лазер. Осаждаются слои металлов, изоляторов и полупроводников. При осаждении металлической пленки в качестве исходных молекул применяются металлоорганические (МО) соединения.

Применяемые металлоорганические соединения разделяются на алкилы металлов, как, например, $Cd(CH_3)_2$, и карбонилы металлов, например $Cr(CO)_6$. При осаждении используются Al, Zn, Cd, Fe, Mo, W, Cr и другие металлы. Скорости осаждения для каждого случая (исходная молекула, лазер и т. д.) различны. Например, с помощью непрерывного УФ-лазера с мощностью в милливаттном диапазоне достигаются скорости осаждения более 100 нм/с [120]. Примеры осаждения изолирующих слоев: SiO_2 (из N_2O/SiH_4), Si_3N_4 (NH_3/SiH_4), Al_2O_3 [$Al(CH_3)_3/N_2O$] и ZnO [$Zn(CH_3)_2/NO_2$].

При использовании ArF -лазера (100 мДж, 100 Гц) скорости осаждения достигают до 500 нм/мин при площади поверхности слоя 3 см². Принципиальная схема экспериментальной установки для процесса осаждения показана на рис. 3.31,б. Работа происходит в проточном режиме с суммарным давлением газа в ячейке примерно 1 кПа. Во всех случаях осаждения слоя из газовой фазы следует заботиться о промывке окон, чтобы избежать там осаждения.

В качестве примеров для осаждения слоев из полупроводникового материала следует назвать $Si(SiH_4)$ и $Ge(GeH_4)$ при многофотонной диссоциации, при этом с помощью ArF -лазера (20 Гц, 2 МВт/см²) получены скорости осаждения до 30 нм/мин [121].

Лазерная микрохимия. При формировании микроструктуры путем осаждения из газовой фазы возникает трудность, связанная с тем, что образованные радикалы диффундируют из области, определяемой фокусом лазерного излучения, и вследствие этого искажается форма осаждаемого слоя.

В действительности этот процесс в значительной степени предотвращается реакциями радикалов, т. е. в осаждении слоя участвуют только радикалы, непосредственно находящиеся вблизи поверхности, так что ширина штриха примерно соответствует диаметру фокального пятна.

Этот «паразитный» эффект полностью подавляется, если лазерное излучение активирует только молекулы, которые адсорбированы на поверхности. Фотохимия в адсорбированном слое является главной составной частью лазерной микрохимии.

Лазерные фотохимические процессы в адсорбированном слое (физическая адсорбция) ускоряются по сравнению с реакциями, протекающими в однородной газовой фазе, за счет следующих эффектов [122]:

1) более высокой концентрации молекул в слое;
2) смещения полос поглощения из далекой УФ-области в доступную для лазеров УФ-область;

3) локального усиления поля на поверхности твердого тела, которое может вызвать увеличение скоростей реакции для однофотонных и многофотонных процессов в $10-100$ раз. Исследования показали, что может потребоваться спектральное разрешение не более 10 нм, чтобы подавить при УФ-возбуждении металлоорганических соединений сильное возбуждение лигандов относительно атома металла и тем самым уменьшить тепловые эффекты (улучшить пространственное разрешение). Например, полосы поглощения адсорбированных триметила In, Ga и Al относительно узкие (примерно 10 нм) и смещены относительно друг друга примерно на 20 нм [123]. Оба эти фактора подчеркивают преимущество лазера по отношению к обычным источникам света. Поскольку молекулы в газовой фазе практически не поглощают лазерного излучения, то необходимо подавлять осаждение на поверхностях входных окон для лазерного пучка.

Процессы в лазерной микрохимии осуществляются или с помощью прямой записи в сфокусированном лазерном луче, или с помощью масок, в частности также с помощью микропроектора (рис. 3.32). В схе-

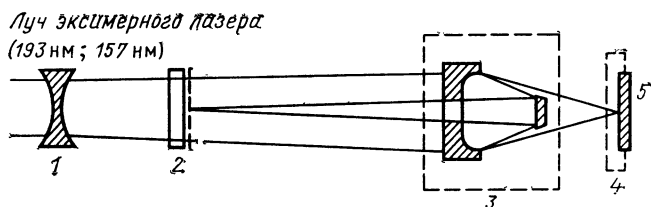


Рис. 3.32. Схема микропроектора с отражателем Шварцшильда с использованием эксимерного лазера [124]:

1 — конденсатор для формирования расходящегося пучка лазерного излучения;
2 — маска (Cr) на кварце (LiF); 3 — отражатель Шварцшильда; 4 — кювета; 5 — подложка

ме, показанной на рис. 3.32, получено разрешение структуры $0,4$ мкм. При прямой записи получают ширины штрихов $0,2$ мкм [124].

Преимущества лазерных фотолитических процессов:

1. По отношению к обычным технологическим процессам фотолитографические методы дают экономию количества технологических операций.

2. По сравнению с другими методами при низких температурах (например, плазменное химическое осаждение из паровой фазы) устраняются вредные влияния стенок. Фотолитографией можно изготавливать

локально ограниченные, тонкие (около 10 нм) слои. Параметры процесса (скорость осаждения и др.) сравнимы или лучше, чем в других методах.

3. Прямая запись делает возможным контроль *in situ* и корректирование изготавливаемых элементов.

4. Процессы легко управляемы.

Примеры использования: корректирование фотомасок, прямая запись с изменяющейся геометрией управляющих электродов, изготовление омических контактов, элементов солнечной батареи на базе GaAs [124] и т. д.

3.4.5.3. Очистка веществ. Очистка веществ всегда возможна в тех случаях, когда осуществляется селективное превращение примесей в веществе в такие соединения, которые легче удаляются из основного вещества. Этот метод особенно подходит для получения особо чистых веществ (например, исходных материалов для микроэлектроники, где уже примеси с содержанием 10^{-9} оказывают влияние на параметры элементов). Превращение вещества можно совершать с помощью фотофизических методов разделения изотопов (см. подраздел 3.4.5.1), при этом используются различия в спектрах поглощения различных веществ.

Примеры: очистка SiH_4 (важного исходного продукта для изготовления полупроводниковых элементов) от примесей PH_3 , AgH_3 и B_2H_6 при фотодиссоциации в одноступенчатом процессе с помощью ArF -лазера ($\lambda = 193$ нм) [125]; очистка AsCl_3 (важного для микроэлектроники) от примесей $\text{C}_2\text{H}_4\text{Cl}_2$ и CCl_4 при ИК многофотонной диссоциации с помощью CO_2 -лазера [126].

Для очистки атомарных веществ (например, для ионной имплантации) универсально было бы применение селективного двухступенчатого возбуждения на уровень ниже границы диссоциации с последующей автоионизацией в импульсном электрическом поле при использовании непрерывно перестраиваемых по частоте лазеров [97].

3.4.5.4. Селективная лазерная биохимия. Возможности применения различных селективных воздействий лазерного излучения на молекулы в жидких растворителях, необходимых для исследований на биомолекулах *in vivo*, существенно ограничены, поскольку релаксационные процессы в жидкой фазе (время жизни электронно возбужденных биомолекул составляет примерно 10^{-9} с, время колебательной релаксации — менее 10^{-11} с). По этой причине необходимо применение пикосекундных импульсов [128]. Для активации прежде всего подходят процессы в комбинационном поле излучения, а также ИК многофотонное поглощение (см. разд. 3.4.2).

3.4.5.5. Методы детектирования. В лазерной фотохимии на переднем плане стоит задача превращения вещества и выработки методов для будущего промышленного применения. Лазерные методы могут быть применены для высокочувствительного детектирования одиночных атомов, молекул и молекулярных соединений для изучения возбужденных состояний и для исследования элементарных химических реакций.

Различные механизмы фотоионизации улучшают, например, качество известных методов детектирования наряду с высокой селективностью ионизации, прежде всего, за счет одновременной регистрации нескольких физических параметров. Как и при диссоциации, в двухступенчатом процессе можно сдвинуть ионизационный континуум атомов и молекул в красную сторону и осуществить возбуждение промежуточного состояния с высокой селективностью. Этот метод ионизации оказывается практически универсальным, если для возбуждения использовать непрерывно перестраиваемые по частоте лазеры.

3.4.6. ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ

Наряду с процессами в газовой фазе, рассмотренными в этом разделе, в дальнейшем будут приобретать все большее значение процессы в гетерофазе.

До сих пор еще многие лазерные фотохимические процессы недостаточно выяснены. Несмотря на это, уже сегодня можно предвидеть, что технические применения лазерных химических методов из-за низкого КПД лазеров и их высокой стоимости в ближайшее время следует ожидать только в определенных областях, например при синтезе дорогих соединений (для фармацевтической промышленности), при синтезе новых материалов со специальными свойствами (например, твердые материалы), при изготовлении катализаторов и разделении изотопов.

3.5. ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРОВ В БИОЛОГИИ И МЕДИЦИНЕ

3.5.1. ВВЕДЕНИЕ

Особые свойства лазерного излучения привели сразу после реализации первого лазера к исследованиям вопроса применимости его в биологии и медицине [129]. Они рассматривались как диагностические и терапевтические средства, а также и как средства медико-биологического исследования. С тех пор были достигнуты значительные результаты, которые, однако, снова поставили много новых вопросов.

Основными признаками живой природы является находящееся в динамическом равновесии, оптимально приспособленное к окружающей среде и регулируемое совместное действие реакционных цепей и циклов, объединенных в общую сеть.

Их исследование и описание относятся к области биохимии, в которой при исследовании как задач кинетики реакций, так и структурного анализа очень широко распространены активные (фотохимия) и пассивные спектроскопические методы. Эти методы благодаря применению лазеров могут быть улучшены по таким важным параметрам, как чувствительность, спектральное и пространственное разрешение, и существенно расширены путем применения новых методов исследования [74]. Благодаря этому из-за многочисленных непосредственных возможностей применения лазеры оказываются привязанными к химико-биологическим проблемам.

3.5.2. ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРОВ В МЕДИКО-БИОЛОГИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ И В МЕДИЦИНСКОЙ ДИАГНОСТИКЕ

3.5.2.1. Спектроскопические методы в химическом и медико-биологическом исследовании. В химии лазер применяется как спектроскопическое средство обнаружения и как источник возбуждения (см. разд. 3.3 и 3.4). При исследовании сложных биологических молекул возникают специфические трудности [130]. Селективное воздействие лазерного излучения на комплексные молекулы в конденсированной среде является многообещающей перспективой для молекулярной биологии и тем самым для биохимии. При этом очень трудно соблюдать различные ус-

ловия для достижения селективности возбуждения в течение промежуточного времени, достаточного для химических реакций. Устранение этих трудностей возможно, по-видимому, тремя способами [130, 156]:

посредством комбинации селективного колебательного возбуждения с последующим электронным возбуждением (двухступенчатое ИК—УФ-возбуждение);

посредством многофотонного колебательного возбуждения в интенсивном ИК-поле;

посредством образования комплексов из пигмента и биомолекул.

В первых двух случаях оказалось предпочтительным применение пикосекундных импульсов лазерного излучения, чтобы молекулы, прежде чем начнется релаксация колебательной энергии, поглотили достаточно много энергии. В третьем случае не всегда требуются пикосекундные лазерные импульсы, поскольку длительность излучения флуоресценции пигмента в комплексах часто лежит в наносекундном диапазоне. Селективность достигается с помощью двух лазерных импульсов подходящей длительности и задержки относительно друг друга при двухступенчатой ионизации (или диссоциации) [156, 157].

Другой трудной проблемой является поглощение ИК-излучения молекулами растворителя, в биологии преимущественно H_2O . Важнейшие биомолекулы являются очень сложными, как, например, ацетил-кофермент А, который имеет основополагающее значение при промежуточном обмене веществ.

Типичными примерами исследований с помощью лазерной спектроскопии являются:

1. Исследование комплексов пигмент — ДНК, которые возбуждались лазерами на красителях для флуоресценции (длительность импульса лазерного излучения лежит в наносекундном диапазоне, диаметр фокального пятна составляет примерно 1 мкм и, таким образом, по порядку величины соответствует органеллам клеток). Спектральная и временная обработка излучения флуоресценции дает информацию о свойствах связи и последовательностях пар оснований ДНК. Чаще всего исследовались комплексы акридин — ДНК [130, 156].

2. Реактивация микроорганизмов излучением лазера на красителе после предшествующего УФ-облучения. При облучении популяции только УФ-излучением очень сильно возрастает скорость гибели клеток. Однако если после УФ-облучения происходит облучение длинноволновым УФ-излучением и коротковолновым излучением видимого диапазона, то получается более низкая скорость гибели клеток, чем после УФ-облучения. Это указывает на то, что последующее облучение длинноволновым световым излучением активирует такие ферменты, которые восстанавливают некоторые повреждения, вызванные предшествующим УФ-облучением [131].

3. Спектры комбинационного рассеяния с высоким временным разрешением цитохрома с, предпоследнего фермента цепи процесса дыхания, были зарегистрированы при использовании внутрирезонаторного резонансного усиления комбинационного рассеяния [132].

4. Исследования световой фазы фотосинтеза с помощью измерения нелинейного поглощения хлорофилла. Хлорофилл *in vivo* фотохимически активен, в то время как *in vitro* он фотохимически нейтрален. Уже в хлорофилле молекулярной антенной системы имеет место накопление энергии излучения вследствие большого абсолютного эффективного поперечного сечения поглощения. Центры поглощения хлорофилла имеют относительно небольшое число молекул (примерно 10^2) [133].

Над выяснением элементарных процессов фотосинтеза работают

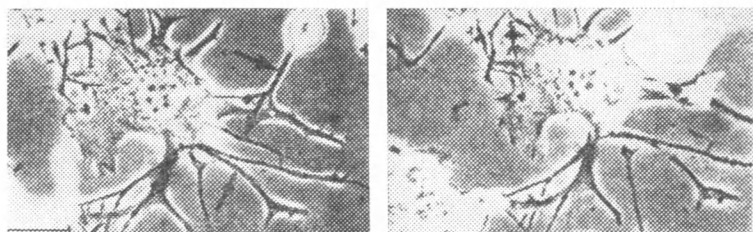


Рис. 3.33. Лазерная микрохирургия на живых клетках. Путем целенаправленного облучения лазерным излучением в местах, отмеченных стрелками, от опухолевых нервных клеток были отделены нейриты (съемка с помощью фазовоконтрастного микроскопа) [135]

в нескольких институтах, причем применяются различные методы лазерной спектроскопии [158, 159], как, например, спектроскопия лазерно-микроволнового двойного резонанса и пикосекундная флуорометрия.

5. Исследование кинетики реакций кислорода различных молекул гемоглобина. Облучение излучением лазера на красителе с накачкой импульсными лампами (родамин 6G, $\lambda=580$ нм, $E=1$ Дж) приводит к диссоциации оксигемоглобина. Лазерный импульс вызывает фотосинтез 60—70 % молекул оксигемоглобина. Результаты показывают, что должны существовать две различные разновидности гемоглобина, скорости реакций которых отличаются в 7 раз [134].

6. Исследования лучевой выборки, проводимые с помощью использования лазера и микроскопа. На рис. 3.33 показаны опухолевые нервные клетки, из которых *in vivo* целенаправленно были отделены нейриты с помощью режущего излучения N_2 -лазера и юстировочного He-Ne-лазера в нагревательном сосуде. Таким образом получается информация о способности нейтронов к регенерации волокон. Далее были определены пороговые энергии для повреждения нейронов и гибели клеток в результате облучения. На рис. 3.34 показана аппаратура, которая характеризует уровень затрат при подобных исследованиях [135].

7. Исследование передаточных характеристик одиночных зрительных клеток мухи с помощью светодиодов. Получают данные о емкости канала в зависимости от интенсивности излучения и о ширине полосы этих приемников [136].

8. Классификация и сортировка клеток, бактерий и вирусов. Фирма Spectra physics поставляет лазерную систему [137], которая идентифицирует активные к флуоресценции клетки путем регистрации рассеянного света и флуоресценции раствора, который был облучен излучением аргонового лазера. Возбужденные клетки отделяются в электрическом поле. Метод позволяет получить данные о форме, типе и природе клеток. Фирма Block Engineering [138] разработала лазерный измеритель вирусов, который по измерениям рассеянного света, нарушенного полного внутреннего отражения и флуоресценции выдает данные о форме, концентрации, структуре и типе молекул ДНК или РНК. Раствор с вирусами при этом облучается излучением аргонового лазера. Результаты обрабатываются на ЭВМ. Аналогичный прибор разработала другая фирма для лейкоцитов [139, 160].

9. Иммунологические исследования методами флуоресцентной спектроскопии (иммуофлуоресценция для определения и исследования антител). Маркируются исследуемые сывороточные белки (антитело: γ -глобулин) и лимфоциты с помощью красящего вещества, в большинстве случаев — с помощью флуоресцеинов. Затем они возбуждаются по возможности узкополосным излучением и оптимальной интенсивностью, при которой происходит насыщение флуоресценции. Спектральная

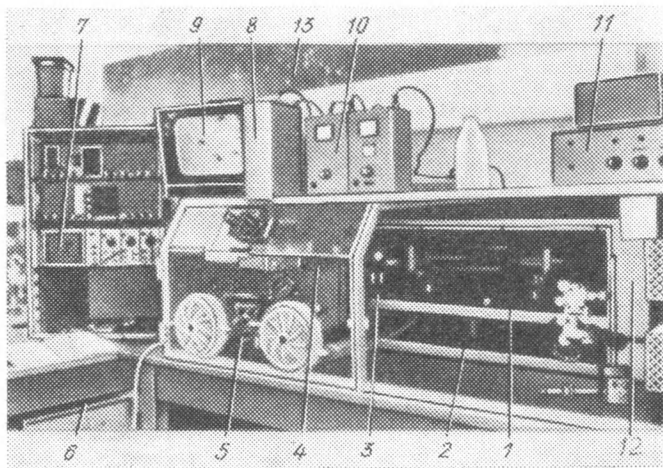


Рис. 3.34. Лазерный микроскоп для исследования методом лучевой выборки [135]:

1 — УФ-лазер (N_2 -лазер); 2 — юстировочный лазер (He-Ne-лазер); 3 — ориентирование пучка; 4 — промежуточная оптическая система; 5 — микроскоп Лейтца; 6 — пульт управления; 7 — осциллограф; 8 — телевизионная камера; 9 — монитор; 10 — трансформаторы микроскопа для наблюдения в проходящем свете и для работы в отраженном свете; 11 — реле для термостата; 12 — стерилизуемый обогревательный бокс; 13 — съемка живых ганглиозных клеток методом фазового контраста

и временная зависимости сигнала определяют структуру антител. Применение перестраиваемых наносекундных лазеров на красителях дает по сравнению с ныне существующим методом важные преимущества: оптимальную интенсивность возбуждения, оптимальную длину волны, отсутствие замираний флуоресценции и точное измерение времен затухания. С помощью существующих стандартных методов обнаружено примерно 0.1 пг (10^{-7} мкг) γ -глобулина (400 000 молекул антител). Оптимальная флуоресценция с лазерным возбуждением позволяет достигнуть предел чувствительности 1 аг (10^{-12} мкг ; 10 молекул) [140, 183].

Подобные исследования осуществляются с помощью лазерного микрофлуорометра (рис. 3.35), который пригоден для различных исследований флуоресценции. Иногда приборы поставляются без микроскопа, но зато они оснащены спектральным прибором для анализа излучения

флуоресценции. Для временного анализа в качестве фотоприемников применяют быстродействующие фотодиоды, фотоэлектронные умножители или электронно-оптические камеры с щелевой разверткой, которые применимы в пикосекундном диапазоне.

10. Исследования флуоресценции на биохимических препаратах образуют прочную основу исследований и практики в этой области. Получают данные о структурах и кинетических свойствах образца в зависимости от условий окружающей среды [162], например, при исследова-

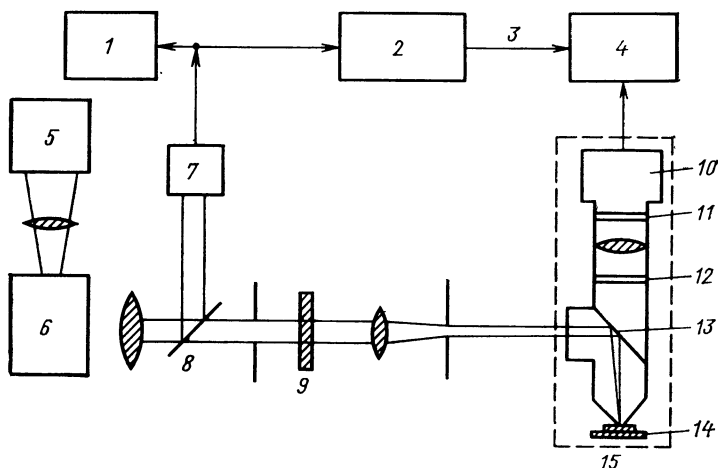


Рис. 3.35. Микрофлуорометр для исследования флуоресценции [161]:

1 — монитор; 2 — блок синхронизации; 3 — внешний триггерный вход; 4 — блок обработки сигнала; 5 — азотный лазер; 6 — лазер на красителе; 7 — фотодиод; 8 — светоделитель; 9 — нейтральный фильтр; 10 — ФЭУ; 11 — отрезающий фильтр; 12 — ослабляющий фильтр; 13 — делитель пучка; 14 — проба; 15 — микроскоп

нии функционального состояния хроматина путем анализа времени затухания флуоресценции [161], о пикосекундной флуорометрии диффузии экситонов в хлорофилле зеленых растений, выполняющем функции светособирающей антенны [159], исследования флуоресценции комплексов из пигмента и биомолекул [156].

11. Очень важное применение [163], которое позднее может привести, по-видимому, к созданию клиничко-диагностического метода (см. подраздел 3.5.2.2), — это *in vivo*-флуорометрия важных ферментов при обмене веществ, как, например, NAD (амидадениннуклеотид никотиновой кислоты, который выполняет функции переносчика водорода (окислительно-восстановительная система) в цепи процесса дыхания. Спектры поглощения и флуоресценции окисленной и восстановленной форм (NAD⁺ и NADH) четко различаются на длинах волн 250, 340 и 480 нм, так что оба состояния можно хорошо различать посредством измерения поглощения, отражения и флуоресценции исследуемых частей ткани. Применяемая при этом аппаратура в основном состоит из азотного лазера, лазера на красителе, оптических кабелей, фотоприемников и электронных устройств для обработки данных. Помехи сигнала флуо-

ресценции, возникающие из крови ткани, исключаются путем учета длин волн поглощения окисленного и восстановленного гемоглобина. Таким образом, становится возможным исследование внутриклеточного *in vivo* (и *in situ*)-обмена веществ различных органов человеческого тела.

Другими спектроскопическими методами, применяемыми в биологии и медицине, являются:

субпикосекундная фотодиссоциация и спектроскопия с высоким временным разрешением процессов рекомбинации в карбонмонооксигемоглобине [164];

обнаружение обусловленного микроокружением изменения некоторых остатков тирозина протеинов хрусталика в «холодной» катаракте с помощью спектроскопии комбинационного рассеяния [165];

лазерный микроэмиссионный спектральный анализ с использованием лазера и микроскопа, в котором микрообласть образца диаметром примерно 1 мкм испаряется с помощью сфокусированного лазерного излучения (большей частью твердотельного лазера), дополнительно возбуждается поперечной искрой и затем анализируется в спектральном приборе (например, LMA 1 и LMA 10 народного предприятия Carl Zeiss, Йена); в биомедицине интересна, главным образом, возможность обнаружения важных катионов, как, например, Na^+ , K^+ , Mg^{++} , Ca^{++} и микроэлементов; с помощью лазерного микроэмиссионного анализа достигнуты чувствительность 10^{-13} — 10^{-15} г и пространственное разрешение несколько микрометров [143];

возбуждение и соответственно стимулирование излучения флуоресценции полового приманочного вещества самок мотыльков *Trichoplusia ni* с помощью ИК-лазера; эти исследования служат для выяснения механизма обоняния, с помощью которого самцы этого вида приманиваются самками на значительном расстоянии, результаты исследований привели к гипотезе о процессе восприятия, которая может дать объяснение высокой чувствительности [141].

Приведенные выше данные показывают разнообразие областей и осуществленных экспериментов. Наряду с обычными методами в биологии и медицине применяются также современные методы лазерной спектроскопии (см. разд. 3.3). При решении различных проблем преимущественно применяются перестраиваемые лазеры, в частности лазеры на красителях [142].

3.5.2.2. Спектральные исследования в клинической биохимии. В клинической биохимии в большинстве случаев необходимо обнаруживать малые концентрации химических элементов, химических соединений, вирусов или бактерий, последние часто на основе продуктов их обмена веществ. В качестве материалов для исследования используются моча, кал, мокрота, слюна, кровь, спинно-мозговая жидкость, экссудаты, транссудаты, плазма, сыворотка, желудочный сок, сок двенадцатиперстной кишки, выдыхаемый воздух, части ткани и части клеток, часто в очень небольших количествах, как, например, при биопсии. Для количественного анализа в соответствии с различными методами разделения (реакции осаждения, отфильтровывание, центрифугирование, электрофорез, хроматография, экстракция и др.) используются классические спектроскопические методы исследования: абсорбционная фотометрия, флуоресцентная фотометрия, измерение рассеянного микрооптическими частицами света (измерение мутности), пламенная фотометрия и микроэмиссионный спектральный анализ, а также атомная абсорбционная спектрометрия. Практически все эти методы можно улучшить, применяя лазеры [74].

Пример. Лазерный флуоресцентный анализ хроматограмм позволяет обнаружить субнанограммы афлатоксина, которые встречаются в корме и пищевых продуктах и являются канцерогенными метаболитами. До сих пор предел чувствительности обнаружения составлял 0,1—0,2 нг, в то время как с помощью лазерного возбуждения чувствительность можно улучшить примерно на порядок (0,2—0,02 нг). Более высокая чувствительность получается как следствие когерентности лазерного излучения, что обеспечивает малый размер фокального пятна и тем самым более высокую плотность мощности [144].

К описываемой области преимущественно относятся следующие направления:

измерения поглощения и флуоресценции в продуктах электрофоретического разделения компонент для количественного обнаружения протеина на уровне субмикрограмм;

исследование метаболических связей в локальных субструктурах живой клетки с помощью быстрой микроспектрофлуориметрии [145]; резонансное комбинационное рассеяние на гемоглобине;

резонансная спектроскопия комбинационного рассеяния на бактериородопсине с помощью перестраиваемого по частоте лазера;

кинетика Н—D-обмена в аденозине-5'-Р, аденозине-3',5'-Р и полирибоадениловой кислоте с помощью лазерной спектроскопии комбинационного рассеяния [146];

цитофлуориметрия с помощью импульсных перестраиваемых по частоте лазеров [147];

спектроскопия с высоким временным разрешением гемоглобина и его комплексов с помощью световых субмикросекундных импульсов [148];

исследование быстрых структурных изменений в гемоглобине человека с помощью лазерного фотолиза [149];

химическая кинетика и корреляционная спектроскопия флуоресценции [130].

3.5.2.3. Специальные методы диагностики с помощью лазеров. Для относительно быстрого внедрения в практику перспективны следующие методы.

1. Экспресс-диагноз для обменных процессов в живой ткани с помощью лазеров. Для этой цели был разработан прибор, который работает аналогично известному в переизлучательной спектроскопии устройству для измерения спектра излучения, перерассеянного в предельном угле полного внутреннего отражения (рис. 3.36). Лазерный пучок (в большинстве случаев излучение CO_2 -лазера) падает на АТР-измерительную призму таким образом, что он отражается в предельном угле полного внутреннего отражения на параллельных сторонах призмы.

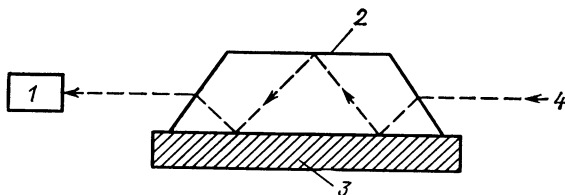


Рис. 3.36. Схема лазерного спектрометра на основе ослабленного полного отражения (ATR — attenuated total reflection) [150]:

1 — детектор; 2 — АТР-призма; 3 — измеряемый объект; 4 — лазерный луч

Объект измерения прижимается к одной из параллельных сторон и поглощает в зависимости от своей поглощательной способности часть световых волн, проникающих в оптически менее плотную среду при полном внутреннем отражении. Могут быть выявлены метаболиты, спирты, холестерин, глюкоза, мочевина и др., что может привести к быстрому диагнозу опасности инфаркта миокарда, сахарного диабета, подагры и т. д. АTR-призмы изготавливают из германия, Irtran 2, Irtran 6 или KRS5, если объектами измерения являются биологические образцы или водные растворы. Существенными преимуществами спектрометра на основе АTR-призмы являются [150] очень высокая чувствительность (в 100 раз выше по сравнению с традиционными методами), высокая разрешающая способность, независимость от толщины слоя, незначительная тепловая нагрузка на объект измерения. Этот метод предпочтительно использовать *in vivo* на биологических тканях.

2. Применение лазерной спекл-структуры для измерения сферических и цилиндрических коррекций. Лазерная спекл-структура позволяет провести тестирование оптики глаза. Малые отклонения от идеальной фокальной плоскости (сетчатка) переводятся в большие изменения положения, а это дает прецизионный и быстрый метод согласования линз, при этом достигнута точность 1/8 диоптрии по сравнению с предшествующими ступенями очковых стекол 1/4 диоптрии [151, 166, 167].

3. Испытание сетчатки, которая блокирована катарактой. Когерентный свет образует интерференционную картину на сетчатке. Если пациент видит картину, то тогда сетчатка находится в норме, операция по улучшению остроты зрения себя оправдывает [151].

4. Голография в офтальмологии дает изображения различных структур внутреннего глаза. Могут быть определены расстояния между характерными точками [151].

5. Обычное измерение тока крови в глазе с помощью доплеровского метода. Предшествующие методы по исследованию циркуляции в глазном дне требуют больших затрат — окрашивания с помощью флуоресцеина и высокоскоростной кинематографии. С помощью лазера можно осуществить более простой способ, т. е. измерение с помощью лазерного доплеровского измерителя скорости (см. разд. 4.2). Кровеносные сосуды облучаются лазерным излучением. Регистрируется излучение, рассеянное красными кровяными тельцами протекающей крови. В качестве источника применяются газовые лазеры; малые диаметр лазерного пучка на пробе позволяет получить высокое пространственное разрешение [152, 153].

6. В лазерных нефелометрах используется рассеяние (рэлеевское рассеяние и рассеяние Ми) лазерного излучения на (в большинстве случаев находящихся в жидкости) биологических микрообъектах для получения информации о типе, форме, размерах, концентрации рассеивающих частиц, а также о скоростях реакции [168—170].

7. Отражательная спектроскопия. Регистрируя отражательные спектры от здоровой и патологической тканей с использованием узкополосных перестраиваемых по частоте лазеров, можно улучшить пространственное и спектральное разрешение и чувствительность. Эти методы можно использовать прежде всего на ткани внутри тела (глазное дно и желудок).

8. Компенсация фазовых aberrаций катаракты с помощью голографии. Существует возможность острого зрения через статистически рассеивающую среду помутневшего хрусталика за счет применения голограммы рассеивающей среды в качестве фильтра. Благодаря этому удалось улучшить разрешающую способность глаза от 20/200 до 20/15.

9. Раннее обнаружение рака с помощью лазеров. С помощью комбинации из бронхоскопа, стекловолоконного кабеля, криптонового лазера возможно раннее обнаружение быстрого ракового размножения в тканях легкого, когда пораженная масса клеток имеет размер примерно 80 мкм, что соответствует примерно 250 мкг. При таких очагах болезни еще отсутствуют метастазы. Пораженную раком область можно обнаружить на рентгеновских изображениях, когда диаметр очага болезни составляет примерно 1 см. После принятия вещества в виде производного гематопорфирина, который сразу же откладывается в раковых клетках, их положение можно определить с помощью интенсивного источника УФ-излучения. Излучение флуоресценции производного гематопорфирина лежит в красной области спектра. С помощью этого метода выясняется очаг ракового заболевания, если он представляет лишь комплекс примерно из десяти клеток [155].

10. Многообещающие диагностические (и терапевтические, см. разд. 3.5.3) возможности являются следствием удобных свойств порфирина, особенно производного гематопорфирина, который после внутривенного введения селективно накапливается в опухолевой ткани. Производное гематопорфирина представляет собой смесь веществ и содержит больше 10 компонентов. Производное гематопорфирина, смотря по обстоятельствам, имеет максимумы поглощения излучения на длинах волн 405, 500—560 и 610—635 нм. Для диагноза возбуждение осуществляется на длине волны 405 нм. Флуоресценция производного гематопорфирина имеет максимумы на длинах волн 630 и 690 нм. Эта флуоресценция регистрируется и позволяет провести раннее выявление рака. Благодаря возбуждению производного гематопорфирина красным светом на длине волны около 630 нм можно заметно повредить раковые клетки (см. подраздел 3.5.3.4) [171].

3.5.3. ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРОВ В МЕДИЦИНСКОЙ ТЕРАПИИ

3.5.3.1. **Введение.** При взаимодействии лазерного излучения с биологическим материалом можно вызвать специфические изменения ткани, которые можно использовать для медико-терапевтических применений. Эти применения, по существу, основаны на следующих механизмах взаимодействия: ускорении термохимических процессов, иницировании фотохимических реакций и получении механических эффектов.

В большинстве случаев точная классификация невозможна, протекающие процессы часто приводят к одинаковому конечному результату или взаимно влияют друг на друга. В табл. 3.24 приведены характерные лазерно индуцированные механизмы воздействия, важнейшие результирующие реакции ткани и возможные терапевтические применения. Отсюда вытекают основные области применения лазеров в медицине:

термическая лазерная хирургия (коагуляция, рассечение тканей, испарение);

нетермическая лазерная микрохирургия на основе оптического пробоя;

фотохимиотерапия (PRT — photo radiation therapy) опухолей.

Медицинское применение лазера (в большинстве случаев He-Ne-лазера) для биостимуляции (например, заживление ран, лазерная акупунктура) требует специального рассмотрения, поскольку механизм взаимодействия еще не полностью выяснен. Кроме того, терапевтический эффект этого метода является еще очень спорным, хотя часто сообщается об успешном лечении [150, 174, 175, 177].

Т а б л и ц а 3.24. Механизмы воздействия, реакции ткани и возможные применения лазера в медицине

| Лазерно-индуцированный механизм воздействия | Результат (реакция ткани) | Терапевтическое применение |
|---|--|--|
| Термохимические процессы | Неспецифические термические процессы: деактивация и денатурация, испарение | Лазерная хирургия (коагуляция, рассечение тканей и органов, испарение) |
| Фотохимические реакции | Селективная деактивация и денатурация | Фототхимеотерапия (некротизация) |
| Механические эффекты вследствие образования пузырьков пара и оптического пробоя | Рассечение ткани | Лазерная хирургия (рассечение тканей и органов). Нетермическая микрохирургия |

3.5.3.2. Термическая лазерная хирургия. Основные положения. При достаточно больших потоках излучения нагрев ткани, вызванный поглощением излучения, приводит к термической денатурации и (или) деактивации протеина и фермента (термокоагуляция) или к испарению материала. Возникающие вследствие этого возможности коагулирования, резания и испарения в настоящее время образуют важнейшую область применения лазерной техники в медицине. Для описания еще малоисследованных тепловых эффектов при лазерном облучении оправдала себя простая модель на основе поглощения, рассеяния, переноса тепла (теплопроводность, конвекция), а также термохимических реакций ткани [150, 157, 172, 175].

Если лазерное излучение с радиальным распределением интенсивности излучения $I(r)$ проникает в биологический материал, то интенсивность уменьшается вследствие поглощения излучения с расстоянием z от поверхности по закону Ламберта — Бера:

$$I(r, z) = I(r) \exp(-\alpha z). \quad (3.68)$$

Коэффициент поглощения α (или глубина проникновения $z_E = 1/\alpha$) зависит от длины волны лазерного излучения. Однако уравнение (3.68), вообще говоря, не выполняется, поскольку параметр материала α из-за разнородности биологической ткани не является постоянным, а может изменяться в процессе обработки. Кроме того, влиянием упругого рассеяния на распределение интенсивности $I(r, z)$ можно пренебречь только при сильном поглощении, а при больших глубинах проникновения он становится решающим и должен учитываться. Поглощенная в объеме взаимодействия энергия излучения переходит в конце концов в тепловую. Выделяющуюся при этом в каждой точке пространства (r, z) (предполагается цилиндрическая симметрия) в единице объема и в единицу времени тепловую энергию можно описать с помощью тепловых источников $q(r, z)$. Распределение тепловых источников пропорционально интенсивности излучения, которая, в свою очередь, определяется поглощением и рассеянием в точке (r, z) : $q(r, z, t) = \alpha I(r, z, t)$.

Путем решения уравнения теплопроводности при известных пара-

метрах материала [коэффициент теплопроводности λ , удельная теплоемкость c и плотность ρ — типичные значения для слизистой оболочки: $\rho c = 4,19$ Дж/(К·см³), $\lambda/\rho c = 1,3 \cdot 10^{-3}$ см²/с] можно вычислить температуру ткани T в зависимости от местоположения и времени t . Реакция ткани в точке (r, z) является функцией температуры — времени в этой точке.

Последовательно могут возникать следующие эффекты:

- ускорение физиологических процессов;
- дегидрирование с обычно обратимым сморщиванием ткани;
- необратимая денатурация белка (коагуляция);
- взрывное испарение воды ткани вследствие термомеханического эффекта, причем разрушается структура ткани;
- термолиз (обугливание);
- испарение материала ткани.

Для эффективности лечения лазерным излучением решающим является размер необратимо поврежденной области ткани. При лазерном рассеянии ткани зона коагуляции резаных краев должна быть такой ширины, чтобы был обеспечен бескровный рез, а послеоперационное заживление раны не должно задерживаться. Для эффективного свертывания и запускания также желательно иметь более глубокий некроз ткани.

Целесообразность применения лазера (резание или коагулирование) можно оценить на основе распределения тепловых источников, сильно зависящего от поглощения в ткани. На рис. 3.37 схематически показаны такие распределения для двух предельных случаев.

1. В случае сильного поглощения ткани (рис. 3.37, а) лазерный луч действует как плоский тепловой источник (или точечный источник при сфокусированном пучке), который охватывает области, распо-

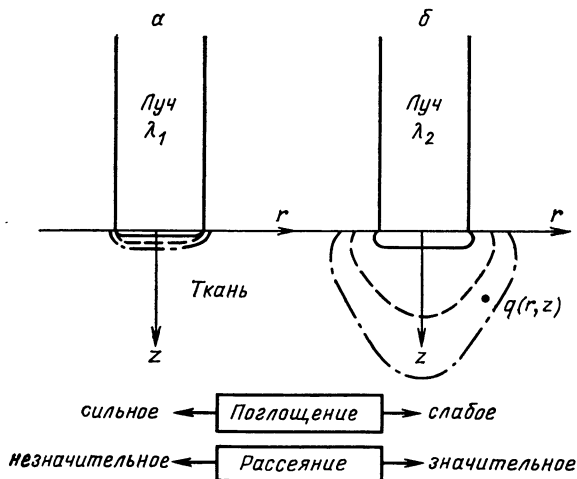


Рис. 3.37. Распределение тепловых источников $q(r, z)$ в ткани при большом (а) и маленьком (б) коэффициентах поглощения

женные вблизи поверхности, а их боковая протяженность в значительной степени совпадает с диаметром лазерного пучка. Поскольку энергия лазерного излучения преобразуется только в весьма тонком поверхностном слое (z_e), то уже при относительно низкой мощности лазерного излучения хорошо проявляется эффект удаления ткани (испарение, сублимация), т.е. режущее действие. Термическое повреждение близлежащих тканей происходит только за счет теплопроводности, которая в биологических тканях невелика. Поэтому омертвляется только тонкая краевая зона вне области разреза. С помощью расфокусированного пучка можно коагулировать, правда, более значительные поверхностные области, однако достаточного по глубине действия можно достигнуть за счет более сильной тепловой нагрузки (термолиза) на приповерхностную область.

2. При малых коэффициентах поглощения, напротив, действие лазерного облучения адекватно действию объемных тепловых источников (рис. 3.37, б). Заслуживающим внимание является то обстоятельство, что в результате обратного рассеяния тепловое воздействие испытывают также области вблизи поверхности, расположенные вне непосредственно облучаемых участков. Поскольку энергия излучения распределяется по большому объему взаимодействия, то в этом случае имеет место образование обширного некроза ткани. Напротив, эффект удаления ткани при относительно высокой мощности лазерного излучения незначителен.

Для резания и испарения должен использоваться лазер, излучение которого сильно поглощается обрабатываемой тканью.

Для коагулирования и глубокого омертвления следует выбирать лазерное излучение с незначительным поглощением в ткани.

Другими критериями, влияющими на выбор подходящего лазера, являются:

максимально генерируемая мощность или энергия (скорость резания);

возможность гибкой передачи излучения без значительных потерь; экономические факторы (эксплуатационные и инвестиционные расходы).

Применяемые источники лазерного излучения. В настоящее время преимущественно применяются мощные непрерывные лазеры, действие излучения которых можно хорошо регулировать по пространству и времени. В табл. 3.25 в порядке их значения приведены наиболее распространенные типы лазеров:

газовый CO_2 -лазер;

твердотельный Nd-ИАГ-лазер;

ионный газовый лазер (Ar^+ , Kr^+).

Излучение различных длин волн трех лазеров имеет сильно различающиеся коэффициенты поглощения в ткани, которые определяют наиболее целесообразные области применения.

Кроме того, следует принимать во внимание некоторые важные особенности эксплуатации различных лазеров.

1. Для мощных медицинских лазерных приборов необходима система надежной передачи излучения с малыми потерями от лазера к оперируемой области. Для аргонового и Nd-ИАГ-лазеров существуют световоды, которые позволяют передавать с малыми потерями весьма высокие мощности и тем самым позволяют использовать лазер также в местах, которые являются труднодоступными для других средств (например, полости тела).

2. Напротив, в настоящее время излучение CO_2 -лазера можно пе-

Т а б л и ц а 3.25. Важнейшие свойства применяемых в медицине лазеров

| Параметр | CO ₂ -лазер | Nd-ИАГ-лазер | Аргоновый лазер |
|--|---|---|--|
| Длина волны, мкм | 10,6 | 1,06 | 0,5 |
| Типичная выходная мощность, Вт | 100 | 60—100 | 3—10 |
| КПД, % | 10 | 1 | 0,1 |
| Коэффициент поглощения, см ⁻¹ | | | |
| α печени, почки | 200 | 12—15* | 50—60 |
| α желудка | | 9* | 28 |
| α воды | 950 | 0,29 | 2,3·10 ⁻⁴ |
| Гибкое управление пучком | Управление пучком с помощью поворотных зеркал** | Одномодовый волоконный световод (кварц) | Одномодовый волоконный световод (кварц, пластик) |

* Коэффициент экстинкции; истинное значение α после вычета составляющей, обусловленной рассеянием, еще меньше.

** Стекловолокно для ИК-диапазона находится в стадии разработки.

редавать с помощью относительно дорогих систем шарнирно установленных зеркал (манипуляторов).

3. В настоящее время разрабатываются гибкие световоды для 10,6 мкм, так что в недалеком будущем можно ожидать эндоскопически-хирургическое применение CO₂-лазера.

Области применения различных типов лазеров. CO₂-лазер. Из-за равномерно большого поглощения на длине волны λ=10,6 мкм (мягкая ткань состоит на 80 % из воды) CO₂-лазер применяется почти исключительно как «оптический скальпель» для резания и испарения во всех хирургических операциях. Режущее действие сфокусированного лазерного пучка основано на взрывном испарении внутри- и внеклеточной воды в области фокусировки, благодаря чему разрушается структура материала. Разрушение ткани приводит к характерной форме краев раны. В узко ограниченной области взаимодействия температура 100 °С превышает лишь тогда, когда достигнуто обезвоживание (испарительное охлаждение) [150, 157]. Дальнейшее повышение температуры приводит к удалению материала путем обугливания или испарения ткани. Непосредственно в краевых зонах образуется из-за плохой в общем случае теплопроводности тонкое некротическое утолщение толщиной 30—40 мкм. На расстоянии 300—600 мкм уже не образуется повреждение ткани. В зоне коагуляции кровеносные сосуды диаметром до 0,5—1 мм спонтанно закрываются. Соответствующее «заваривание» лимфатических путей в настоящее время еще оспаривается [170, 157].

Лазерный скальпель имеет следующие преимущества по отношению к обычным способам резания (скальпель, ВЧ-нож);

абсолютно свободный от соприкосновения процесс обработки;

спонтанная коагуляция разрезанных кровеносных сосудов (диаметром не более 1 мм) на краю разреза;
точное управление лазерным лучом в пространстве и во времени при минимальном повреждении окружающих областей.

Это обстоятельство приводит к следующим последствиям:

исключению заражения лазерным скальпелем;
отсутствию образования и распространения раздражения при вмешательстве на сердце и мозге;
возможности резания очень мягких частей ткани без их фиксирования;

значительному уменьшению потери крови (70—90 %) по сравнению со скальпелем;

получению превосходного инструмента для микрохирургии;

незначительной послеоперационной боли.

Недостатки лазерного реза:

высокие аппаратные затраты;

существенно более низкая по сравнению со скальпелем скорость резания, которая только отчасти возмещается более простым и менее трудоемким очищением раны (остановка кровотечения);

замедленное заживление раны по сравнению с разрезом с помощью скальпеля как следствие термонекроза зияющих краев реза [157] (однако по сравнению с разрезанием ткани с помощью ВЧ-ножа более быстрое заживление);

обработка вблизи больших образований, которые следует щадить, оказывается проблематичной, поскольку глубина реза плохо контролируется.

Поэтому СО₂-лазер в основном применяется при [157, 169—171, 174]:

оперативном вмешательстве на больных с нарушением кровотечения и свертывания;

хирургии и микрохирургии в полостях тела, например в гинекологии (заболевание шейки матки, влагалищной части шейки матки, влагалища и вульвы, в частности при предраковых состояниях ткани большого) и в области горла, носа и уха (в том числе удаление опухолей на голосовых связках);

нейрохирургии (например, удаление опухолей в чувствительных областях, как, например, ствол мозга, средний мозг, спинной мозг).

Хирургические устройства на основе СО₂-лазера в настоящее время предлагаются в достаточно широком ассортименте (рис. 3.38). Наведение лазерного луча в большинстве случаев осуществляется с помощью системы шарнирно установленных зеркал (манипулятора), оканчивающейся инструментом со встроенной фокусирующей оптикой, которым хирург манипулирует в оперируемой области (рис. 3.38).

При использовании в микрохирургии сфокусированный лазерный луч направляется на поле зрения операционного микроскопа. Для позиционирования точки попадания невидимого пучка СО₂-лазера в большинстве случаев применяется коллинеарный луч He-Ne-лазера. Для целей общей хирургии необходима мощность лазерного излучения от 50 до 100 Вт, для проведения микрохирургических операций — примерно 10—20 Вт.

Nd-ИАГ-лазер. При воздействии интенсивного излучения Nd-ИАГ-лазера на биологическую ткань образуются достаточно глубокие некрозы (коагуляционный очаг). Эффект удаления ткани и тем самым режущее действие, напротив, незначительна по сравнению с действием СО₂-лазера (см. подраздел. 3.5.3.2). Поэтому Nd-ИАГ-лазер

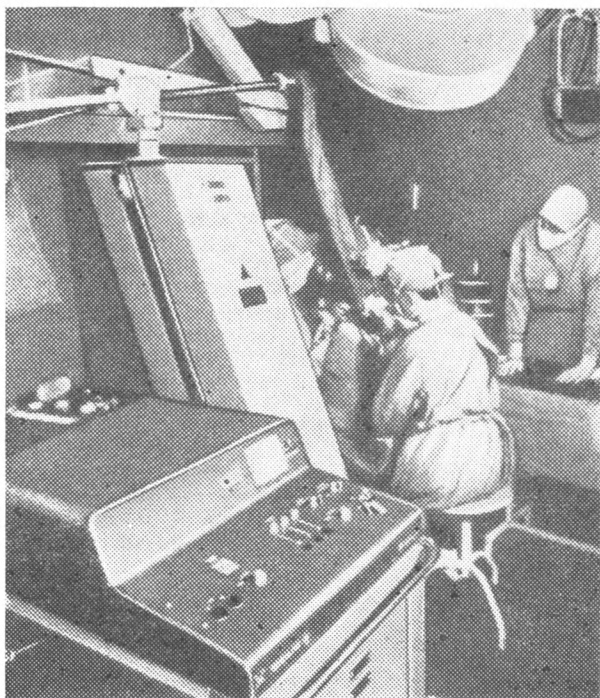


Рис. 3.38. Клиническое применение хирургического CO_2 -лазера в гинекологии (Шаритэ, Университет им. Гумбольдта, Берлин/ГДР)

применяется преимущественно для коагуляции кровотечения и для некротизирования патологически измененных областей ткани почти во всех областях хирургии [169]. Поскольку к тому же передача излучения возможна через гибкие оптические кабели, то получают особенно интересные применения Nd-ИАГ-лазера в полостях тела.

Наиболее важными терапевтическими методами являются:

- 1) эндоскопическая фотокоагуляция желудочно-кишечных кровотечений [150, 157, 169, 181]. Для остановки острого кровотечения в верхнем желудочно-кишечном тракте наряду с Nd-ИАГ-лазером успешно применяется также аргонный лазер. Однако из-за большей (в 4—5 раз) глубины проникновения излучения Nd-ИАГ-лазера по сравнению с аргонным с помощью Nd-ИАГ-лазера лучше закрываются крупные сосуды (диаметром больше 1 мм) и тем самым останавливаются очень обильные кровотечения (например, при варикозном расширении вен пищевода). У коммерческих Nd-ИАГ-лазерных коагуляторов одномодовое волокно из кварца, которое вводится в канал для взятия проб стандартного эндоскопа, предназначено для гибкого управления пучком. Коаксиальный относительно волокна поток газа защищает дистальный конец волокна от загрязнения и одновременно свободно об-

дувает источник кровотечения. Оптимальная для коагуляции доза облучения составляет от 600 до 2000 Дж/см² (время облучения достигает 1—2 с).

Преимущества: отсутствие контакта с тканью, отсутствие потока через ткань, визуальный контроль во время облучения, высокий КПД (более 94 %).

Недостатки: высокие аппаратные затраты, в настоящее время еще большая подверженность воздействию помех системы передачи;

2) эндоскопохирургическое применение [173, 174, 179]. С помощью аналогичной техники (световолокно и эндоскоп) очень эффективно некротизируются болезненно измененные области ткани желудочно-кишечного тракта, трахеобронхиальной и мочеполовой систем (например, трансуретральное разрушение опухолей мочевого пузыря, устранивший сужений).

Преимущества: связанный с малым риском альтернативный метод, особенно при паллиативной терапии стенозирующих опухолей.

Недостатки: высокие аппаратные затраты, в настоящее время еще большая подверженность воздействию помех системы передачи.

Ионный газовый лазер. Большая поглощательная способность гемоглобина в сине-зеленой области излучения аргонного лазера позволяет осуществить термическое воздействие на кровотечение (коагуляция) или на обильно кровоснабжаемую ткань. Поскольку излучение аргонного лазера слабо поглощается водой, то подобные воздействия могут быть осуществлены также за слоем воды (например, на глазном дне).

Таким образом, основные области применения следующие:

1) фотокоагуляция в офтальмологии [173, 182]. Этот метод занимает прочное место в офтальмологии. После реализации первого мощного лазера обычно используемая тогда ксеноновая лампа была заменена частично сначала рубиновым лазером, а позднее аргоновым или криптоновым лазерами. По современной оценке для большей части спектра показаний достаточно ксенонового коагулятора. Лазер является более подходящим источником энергии при всех вмешательствах, при которых требуются сильно локализованные микроэффекты. В случае, если диоптрические среды прозрачны и должны обрабатываться области, охваченные кровотоком, применяется аргонный лазер. При патологических помутнениях диоптрического аппарата выгодно использовать криптоновый лазер, работающий в красной спектральной области [180].

Типичными областями применения являются:

воздействия на задний полюс глаза, предпочтительно на зеленой линии Ar-лазера или Kr-лазера; преимущество лазерных коагуляторов основано на возможности коагуляции небольших очагов (примерно 50 мкм) за короткие времена (50—100 мс);

коагуляция препапиллярных (praepapillarer) и интравитреальных (intravitrealer) сосудистых пролифераций (наряду с хорошей фокусируемостью преимуществом здесь является высокая поглощательная способность крови на длине волны аргонного лазера);

2) эндоскопическая фотокоагуляция кровотечения желудочно-кишечного тракта [150, 173, 181]; в основном здесь можно сослаться на соответствующее описание, относящееся к Nd-ИАГ-лазеру; различия возникают только из-за меньшей глубины проникновения в кровь (примерно 0,2 мм), оптимальная коагуляционная доза составляет от 150 до 500 Дж/см² (время облучения — несколько секунд); риск, связанный с перфорацией, существенно меньше, чем у Nd-ИАГ-лазера; эффек-

тивность остановки кровотечения сравнима с эффективностью Nd-ИАГ-лазера, если источник кровотечения свободно обдувается потоком инертного газа, однако при обильных кровотечениях определенно выгодно использовать Nd-ИАГ-лазер;

3) лечение поражения кожи [150, 173, 174]; лечение преимущественно происходит путем целенаправленного запускания кровеносных сосудов. Для эффективной манипуляции лазерный пучок передается по оптическому кабелю. Выбор параметров облучения зависит главным образом от соответствующего показания лечения (типичная доза составляет 12 Дж/см^2 при $\tau=0,5 \text{ с}$ и $d=3 \text{ мм}$). Особенно благоприятные результаты достигаются при лечении *Naevi flammei*, телеангиэктазии, Spider — Naevi и гемангиомы.

3.5.3.3. Нетепловая лазерная микрохирургия. Основные положения. С помощью фокусировки излучения импульсного лазера можно легко получить такие высокие плотности мощности (более 10^{10} Вт/см^2), что в облученной ткани происходит индуцированный лазерным излучением оптический пробой (ионизация с последующим образованием плазмы). Благодаря этому в прежде прозрачной среде возникает нелинейное поглощение лазерного излучения. Протекающий в виде взрыва процесс оптического пробоя связан с образованием радиально расширяющейся ударной волны, которая приводит в непосредственной окрестности фокального пятна к механическому разрушению ткани. Основанная на этом нетепловая операционная техника [176] имеет по сравнению с лазерным хирургическим методом, описанным в подразделе 3.5.3.2, ту особенность, что она не связана с поглощательной способностью оперируемого объекта, но особенно выгодно может быть применена при обработке прозрачных биологических сред.

Техническая реализация и области применения. Испытанные до настоящего времени применения относятся почти к неинвазивным микрохирургическим вмешательствам в передней части глаза, т.е. в области хрусталика и передней части стекловидного тела (капсулотомия, мембранотомия, синехиотомия, ирэдектомия, рассечение спаек стекловидного тела, измельчение твердого ядра хрусталика).

Лазерный пучок, как и в лазерокоагуляторе, фокусируется с относительно большим углом сходимости ($10\text{--}16^\circ$) в рабочей области (диаметр фокального пятна составляет $10\text{--}25 \text{ мкм}$).

Nd-ИАГ-лазеры применяются в двух режимах работы:

в режиме модулированной добротности (энергия $E=1\div 20 \text{ мДж}$, длительность импульса $10\text{--}15 \text{ нс}$);

в режиме синхронизации мод [энергия $E=1\div 5 \text{ мДж}$, цуг пикосекундных импульсов ($5\text{--}10$ импульсов длительностью 30 пс)].

Несмотря на то что обе системы по терапевтическим результатам сравнимы, более дорогостоящие лазеры с синхронизацией мод имеют преимущества с точки зрения техники безопасности (малый риск, связанный с возникновением оптического пробоя, приводящего к выделению энергии импульса на сетчатке).

3.5.3.4. Фотохимиотерапия опухолей. Основные положения. Желаемый терапевтический эффект (селективное разрушение ткани) достигается путем светового облучения в комбинации с подходящей фотосенсибилизацией. Молекулы применяющихся фотосенсибилизирующих веществ переводятся в результате поглощения излучения в возбужденное (реактивное) состояние, в котором они затем вступают в химические реакции с другими биомолекулами клеточной системы, приводящие в конце концов к разрушению ткани. В типичном случае протекают в общем очень сложные химические реакции с участием молекулярного

кислорода, в результате чего происходит фотоокисление (фотодинамический процесс).

Техническая реализация и области применения. В качестве фотодинамического сенсibilизатора особое значение получило производное гематопорфирина, поскольку это вещество преимущественно откладывается и (или) дольше накапливается в определенных опухолях, чем в нормальной ткани. (На возможность диагностики опухолей на этом принципе указывалось в подразделе 3.5.2.3.) Путем облучения светом подходящей длины волны (преимущественно $\lambda \approx 610 \div 635$ нм) достигается селективное разрушение фотосенсибилизированной опухоли без повреждения нормальной ткани. Для достижения по возможности короткого времени лечения применяются мощные источники света:

ртутные или ксеноновые лампы высокого давления с фильтрами; лазеры на красителях;

лазер на парах золота ($\lambda = 628$ нм).

Несмотря на то что фотохимическая терапия может быть проведена с помощью классических (некогерентных) источников света, лазеры имеют технические преимущества (применение световодов) [156, 171, 173, 174]. В настоящее время еще не представляется возможным дать полную картину этого многообещающего лечения опухолей с указанием клинической важности и спектра показаний.

Преимущества: лечение опухолей на ранней стадии, которые до сих пор в полной мере не обнаруживались и не подвергались лечению; отсутствие побочных действий (за исключением неproblemатичных, примерно 30 дней продолжающейся общей фотосенсибилизации кожи).

Недостаток: из-за ограниченной глубины проникновения красного света можно лечить только плоские образования и образования, расположенные вблизи поверхности (однако вводя излучение через световоды, можно увеличить глубину лучевой терапии).

3.5.3.5. Вопросы техники безопасности. Во всех терапевтических методах используются лазерные приборы максимальной степени опасности (лазеры 4-го класса), прямой или диффузно отраженный луч которых представляет потенциальную опасность для глаз и кожи, при этом осложняющим является то обстоятельство, что CO_2 - и Nd:ИАГ-лазеры генерируют ИК-излучение, которое не поддается непосредственному контролю.

По этой причине при планировании и осуществлении лазерной терапии необходимо предусмотреть соответствующие мероприятия (см. разд. 5), которые обеспечивают безопасность не только непосредственно вне операционного поля, но вне пациента и медицинского персонала.

3.5.3.6. Перспективы развития. Проведенные с помощью лазеров исследования возможных применений лазерного излучения в биологии и медицине показали достойные внимания успехи. Существенно развитые с помощью лазеров оптические методы, особенно в спектроскопии, открыли новые пути в исследовании и диагностике. В области лазерной терапии разработаны разнообразные новые методы лечения. Однако их внедрение в клиническую практику является длительным процессом, при котором, прежде всего, необходимо выяснить два вопроса: является ли метод более эффективным и более щадящим по сравнению с известными методами и находятся ли технико-экономические затраты в разумном соотношении с результатом лечения.

Поскольку в хирургии уже имеются относительно дешевые и эффективные методы для разрезания и коагуляции (скальпель, диатермия,

криотерапия), то трудоемкая и отчасти еще подверженная воздействию помех лазерная терапия может добиться успеха только при совершенно определенных постановках проблем. В настоящее время в общем применяются следующие методы:

лазерная фотокоагуляция (офтальмология, гастроэнтерология);

лазерная микрохирургия (JIOP, гинекология, неврология);

оперативная лазерная эндоскопия (гастроэнтерология, бронхология урология);

лечение поражения кожи (дерматология, пластическая хирургия).

В клинической фазе испытаний находятся два новых, очень многообещающих метода: фотохимическая терапия опухолей и нетепловая микрохирургия на переднем участке глаза больного.

В настоящее время интенсивно работают над улучшением существующих и развитием новых методов. Большое значение могут иметь проводимые в последнее время исследования в области кардиологических применений в виде лазерного катетера (тромболиз, лечение нарушения сердечного ритма).

3.6. ЛАЗЕРНЫЙ УПРАВЛЯЕМЫЙ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

3.6.1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема освоения энергии, выделяющейся при термоядерном синтезе легких ядер для мирных целей, является одной из самых актуальных, но одновременно и наиболее трудных проблем современной физики, над которой интенсивно работают свыше 30 лет во всем мире. В первую очередь речь идет о тяжелых изотопах водорода дейтерия (D) и трития (T). Реакции синтеза возможны, если кинетическая энергия ядер так высока, что они могут преодолеть электростатические силы отталкивания и сблизиться на расстояния примерно 10^{-13} см.

Термоядерный синтез имеет место уже сегодня:

при внеземных условиях внутри многих звезд (например, Солнце);
в земных условиях в водородной бомбе.

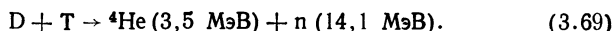
Основные трудности, которые необходимо преодолеть, чтобы реализовать контролируемый ход процесса, обусловлены экстремальными условиями, в которых протекает термоядерный синтез. Внутри Солнца, например, параметры плазмы таковы: температура примерно $14 \cdot 10^6$ К (соответственно 10^3 эВ), давление примерно $2 \cdot 10^{15}$ Па и плотность примерно $4 \cdot 10^2$ г/см³.

Учитывая значение проблемы, управляемый термоядерный синтез стремятся реализовать различными путями, причем в основном рассматриваются два варианта: создание долгоживущей плазмы ($t \approx 1$ с) с относительно низкой плотностью (концентрация примерно 10^{14} см⁻³) в больших объемах (примерно 10^2 м³), которая удерживается с помощью сильных магнитных полей (≈ 10 Т) (например, системы типа токамак), и получение короткоживущей, очень плотной плазмы в маленьких объемах, которая удерживается за счет инерции, а ее нагрев осуществляется импульсами лазерного излучения, быстрыми электронами или тяжелыми ионами.

К настоящему времени еще не ясно, какой из этих путей приведет к цели. Ниже рассматривается исключительно лазерный управляемый термоядерный синтез [184—197].

3.6.2. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО УПРАВЛЯЕМОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА И ТРЕБОВАНИЯ К ЛАЗЕРНОЙ СИСТЕМЕ

В лазерном управляемом термоядерном синтезе сферическая мишень (диаметром 0,1—1 мм), которая содержит смесь дейтерия и трития, симметрично облучается по различным направлениям лазерным излучением (рис. 3.39). Лазерное излучение поглощается, и D—T-смесь при этом нагревается до таких температур и сжимается до таких плотностей, что в микровзрыве инициируется желаемая термоядерная реакция. Протекающая реакция синтеза



В скобках указаны энергии α -частиц (${}^4\text{He}$) и нейтронов (n). Эти энергии в последующем должны быть использованы для технических целей. Кроме того, α -частицы могут быть использованы для поддержа-

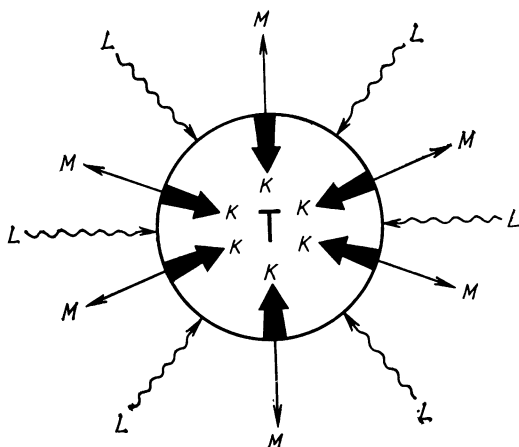


Рис. 3.39. Процессы при симметричном облучении сферической мишени T лазерным излучением L . Лазерное излучение поглощается, и внешняя часть мишени испаряется (M), что приводит к сжатию (K) ядра мишени

ния цепной реакции, в то время как нейтроны в гибридных реакторах (комбинация ядерного реактора и реактора термоядерного синтеза), реализация которых оценивается оптимистически, вызывают расщепление урана.

Необходимые для протекания реакции по уравнению (3.69) параметры плазмы определяются через критерий Лоусона: произведение концентрации N высокотемпературной плазмы на время удержания или существования τ этой плазмы должно превышать определенное зна-

чение, а именно $N\tau \geq 10^{14}$ с/см³; температура T плазмы должна достигать $T \geq 10^8$ К.

Достигнутые до сих пор экспериментальные значения ниже определяемых из этих условий.

Получение энергии за счет термоядерных реакций, т.е. положительный баланс энергии для суммарного процесса, в основном определяется следующими факторами:

1) КПД η_L лазера;

2) коэффициентом усиления по энергии K , т.е. коэффициентом, показывающим, во сколько раз выделяемая при термоядерной реакции энергия должна быть больше, чем энергия E лазерного импульса (K зависит в основном от η , рис. 3.40);

Рис. 3.40. Связь между КПД η лазера и коэффициентом усиления по энергии K [193]

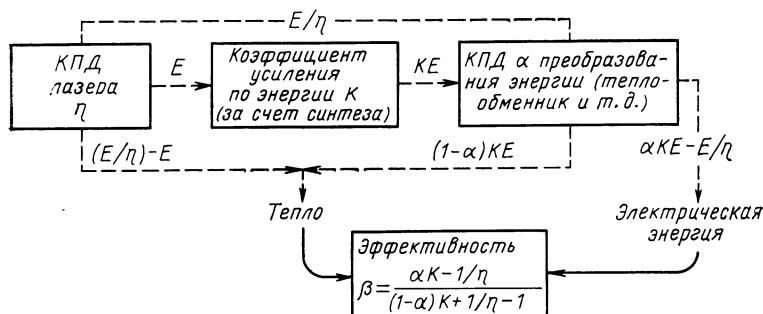
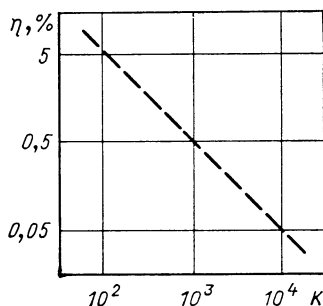


Рис. 3.41. Схема энергетического цикла в реакторах синтеза с инерциальным удержанием [193]

3) КПД η_{el} для преобразования в электрическую энергию.

На рис. 3.41 показана связь этих величин в энергетическом цикле лазерного управляемого термоядерного реактора. Поскольку общее производство энергий определяется в виде $[\eta_{el}K - (1/\eta_L)]E$, в то время как часть энергии, преобразованная в тепло, достигает $\{(1 - \eta_{el})K +$

$+[(1/\eta_L) - 1]]E$, эффективность общего цикла определяется коэффициентом β , указанным на рис. 3.41. Таким образом, при заданных значениях для η_{el} и β получается связь между η_L и K (см. рис. 3.40). Поскольку КПД до сих пор преимущественно используемых лазерных систем имеет низкое значение (Nd-лазер: 0,2 %; CO₂-лазер: 2—10 %) требуемые значения K у подобных систем лежат очень высоко. Это обстоятельство требует реализации по возможности эффективного взаимодействия лазерного излучения с мишенью (большое поглощение, большая компрессия и др.).

Лазерные системы состоят в основном из задающего генератора, элементов для формирования временного и пространственного профилей интенсивности излучения (ячейки Поккельса, фильтры пространственных частот, аподизирующие фильтры), системы усилителей, элементов для подавления усиленного спонтанного излучения и для развязки обратного действия мишени на лазерную систему (вентили Фарадея), а также системы фокусировки.

В качестве лазерной системы преимущественно применяются:

1) Nd-лазер с длительностью импульсов в наносекундном и пикосекундном диапазонах. Выходное излучение задающего генератора усиливается в параллельных усилительных каскадах (это необходимо из-за ограниченного съема энергии и предела лучевой прочности активной среды для достижения высокой энергии). Советская система «Дельфин» имеет на выходе 216 пучков (усилители выполнены на активных элементах цилиндрической формы), каждый диаметром 45 мм, и суммарную энергию 10 кДж при длительности импульса $2 \cdot 10^{-9}$ с. Это излучение фокусируется на мишень 300—500 мкм. Американская система NOVA имеет 10 усилительных каналов, которые в основном выполнены с дисковыми усилителями с большой апертурой. Энергия составляет 100 кДж при длительностях в наносекундном диапазоне. Японская система GEKKO имеет на выходе до 20 кДж на длине волны 1,06 мкм); 2) CO₂-лазер. Японская система LEKKO имеет суммарную энергию 10 кДж при длительности импульса 1 нс.

Затраты на реализацию лазерных установок очень велики. Их параметры, однако, еще недостаточны для термоядерного синтеза, так что уже в настоящее время проектируются или сооружаются более мощные установки (табл. 3.26).

Обсуждается также применение эксимерных лазеров (как, например, KrF-лазера, см. разд. 2.6) из-за их более коротких длин волн и достигаемых с ними высоких КПД. В Лос-Аламосе, США, строится KrF-лазерная система с энергией 3 кДж и длительностью импульса 1 нс.

3.6.3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПЛАЗМОЙ

При взаимодействии лазерного излучения с мишенью наиболее важными являются:

свойства лазерного излучения, в частности энергия, длительность импульса и его форма, длина волны и расходимость (из-за необходимости фокусировки), а также когерентность излучения;

форма, состав и размер мишени, которые в значительной степени определяют механизм сжатия;

знание физических процессов при поглощении лазерного излучения (см., например, [187];

Т а б л и ц а 3.26. Обзор некоторых больших установок лазерного термоядерного синтеза [185, 188, 197]

| Установка (название/
местоположение) | Мощность, ТВт | Энергия, кДж | Длительность
импульса, нс | Длина волны,
нм | Особенности,
примечания |
|--|---------------|--------------|------------------------------|-------------------------|---|
| Nova
(Ливермор/США) | 100 | 100 | 0,1—3,0 | 1,06
0,53 | 200—300 г/см ³ |
| Zeus
(Ливермор/США) | — | 10 000 | 10 | 1,06 | Компрессия
1985—1990, запла-
нирована до
1990 г. для экс-
плуатации |
| Omega
(Рочестер/США) | 15 | 4 | 0,03—1,0 | 1,06
0,53
0,35 | 10 ¹⁰ нейтр. |
| Gekko
(Осака/Япония) | 40 | 20 | 0,1—1,0 | 1,06
0,53 | 10—100 г/см ³ |
| «Дельфин»
(Москва/СССР) | 33 | 10 | 0,2—3,0 | 1,06 | Компрессия |
| Vulcan
(Резерфорд/Анг-
лия) | 3,6 | 1,2 | 0,1—1,0 | 1,06 | |
| Ocal
(Политехническая
школа/Франция) | 2 | 1 | 0,1—1,0 | 1,06 | |
| Asterix IV
(Гархинг/ФРГ) | — | 2 | 0,3—12 | 1,315
0,658
0,438 | |
| Antares I
(Лос-Аламос/
США) | 40 | 40 | 1 | 10,6 | 20 г/см ³ , компрес-
сия (1983 г.) |
| Lekko VIII
(Осака/Япония) | 10 | 10 | 1 | 10,6 | |

знание условий для устойчивого сжатия мишени;
развитие методов диагностики плазмы и мишени.

Поскольку диаметр мишени лежит в области 0,1—1 мм, а длительность импульса лазерного излучения составляет примерно $1 \cdot 10^{-9}$ с, то диагностика оказывается крайне сложной, так как необходимо иметь пикосекундное разрешение в микронных размерах [194].

Относительно взаимодействия с мишенью в основном можно выделить два направления развития, которые при различных условиях (интенсивность лазерного излучения, длительность импульса, структура мишени) приводят к сжатию мишени:

взрывное обжатие (режим «взрывающегося поршня»), при котором применяются более короткие длительности импульсов (не более 100 пс)

и более высокие интенсивности (более 10^{15} Вт/см²). Используемые при этом мишени представляют собой наполненные D—T-смесью микрооболочки (в общем случае из стекла). Лазерное излучение поглощается в тонком слое (примерно 1 мкм) стеклянной микрооболочечной мишени. В этом режиме поглощение энергии лазерного излучения происходит так быстро, что стеклянная оболочка взрывается, что приводит к сжатию D—T-смеси.

Абляционное сжатие, при котором используются более длинные импульсы лазерного излучения (более 1 нс) и более низкие интенсивности (менее 10^{15} Вт/см²). В этом случае при взаимодействии лазерного излучения с мишенью испаряется материал, который разлетается радиально наружу, и вследствие отдачи внутренней части мишени сжимается (принцип действия ракеты). С помощью этого режима, который в настоящее время преимущественно используется, достигают сжатия мишени больше чем в 10^3 раз.

Для устойчивого сжатия мишени необходимы по возможности равномерное ее облучение и точная сферическая форма мишени при наблюдении определенного отношения радиуса мишени к толщине стенки.

При подходящих условиях по возможности должно быть достигнуто поглощение энергии лазерного излучения плазмой, равное 70—90 % (до сих пор поглощение лазерного излучения на длине волны $\lambda = 1,06$ мкм достигало примерно 40 %). Принципиальное значение, конечно, имеют такие прямые процессы, которые приводят к нагреву плазмы или противодействуют нагреву (например, отражение лазерного излучения плазменной короной). Эти процессы подробно рассмотрены в указанной литературе, важнейшие из них, приводящие к поглощению, следующие:

обратное тормозное излучение (прежде всего, при пониженных интенсивностях);
резонансное поглощение;

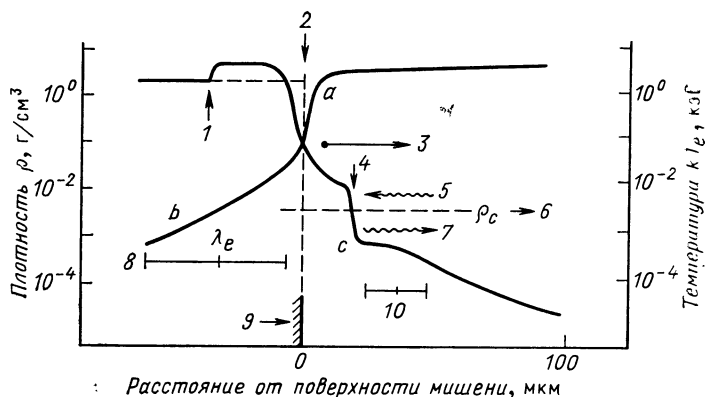


Рис. 3.42. Схематическое изображение процессов в лазерной плазме [187]:

1 — фронт ударной волны; 2 — фронт тепловыделения; 3 — абляционный поток; 4 — плазменные волны; 5 — лазерное излучение; 6 — ρ_c — критическая плотность; 7 — отражение; 8 — предварительный нагрев горячими электронами; 9 — начальное положение поверхности мишени; 10 — столкновительное поглощение

параметрические эффекты, при которых лазерное излучение возбуждает волны в плазме, распад их приводит к нагреву плазмы.

В увеличение отражения лазерного излучения, напротив, вносят вклад нелинейные процессы (см. разд. 3.2):

вынужденное рассеяние Мандельштама — Бриллюэна (при взаимодействии с ионно-звуковыми волнами);

вынужденное комбинационное рассеяние (при взаимодействии с электронными волнами).

Подробное исследование взаимодействия этих механизмов и их зависимости от параметров плазмы и лазерного излучения (в частности, от интенсивности, длины волны, длительности импульса излучения) в настоящее время является предметом интенсивных исследований.

На рис. 3.42 схематически показаны процессы в плазме, полученной под воздействием лазерного излучения. Параметры относятся к интенсивности лазерного излучения 10^{15} Вт/см² и длине волны 1 мкм.

Буквы *a*, *b* и *c* обозначают области абляционного давления, предварительного прогрева мишени и светового давления [187].

3.6.4. ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ

На пути к реализации лазерного управляемого термоядерного синтеза необходимо решить еще много проблем, как чисто научных, так и научно-технических.

По современным представлениям энергия лазеров 10^5 — 10^6 Дж при длительностях импульсов в диапазоне 10^{-9} с может привести к генерации энергии 10^9 Дж. По прогностическим высказываниям считается, что до 1990 г. может быть достигнуто состояние так называемого Scientific break — even (т. е. когда энергия лазерного излучения, используемая для облучения мишени, равна энергии, генерируемой при синтезе, $K=1$) и что первая термоядерная электростанция должна находиться в стадии экспериментального излучения до 2010 г. Для реализации режима Scientific break — even требуются примерно 10^{16} нейтронов. Максимальные значения, которые были получены экспериментально на установках NOVA и GEKKO XII, составляют 10^{13} нейтронов.

Ясно, что исследования, связанные с реализацией термоядерного синтеза, дают новые знания о взаимодействии интенсивного лазерного излучения с веществом и о поведении вещества при экстремальных условиях.

Эти знания уже в настоящее время позволяют получить конкурентноспособную или совершенно новую «не для термоядерного синтеза» плазму для различного назначения:

мощные точечные и кратковременные источники рентгеновского излучения в диапазоне килоэлектрон-вольт (выход до 10 %);

рентгеновский лазер с активной средой — плазмой, создаваемой излучением лазера;

источники высокозаряженных ионов (до $Z \approx 40$); получение высоких давлений (до 300 ТПа); ускорение макрочастиц (примерно 1 г) до скоростей примерно 100 км/с за несколько наносекунд.

4. ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРОВ В ТЕХНИКЕ

Уже через несколько лет после создания первого лазера он нашел применение в технике, а в настоящее время идет дело к промышленному применению. Это внедрение ввиду потенциальных возможностей применения лазеров находится еще на начальной стадии. Возможности применения основаны на особых свойствах лазерного излучения, преимущественно на высокой плотности энергии, связанной с возможностью фокусировки (применение при обработке материалов), монохроматичности (применение при передаче информации, метрологии).

4.1. ОБРАБОТКА МАТЕРИАЛОВ [1—38]

4.1.1. ВВЕДЕНИЕ

Для сварки, резки, сверления, плавления, скрайбирования, закалки, гравировки и повышения качества поверхности используется то обстоятельство, что монохроматическое лазерное излучение оптически может быть сфокусировано в пятно с очень маленьким диаметром, при этом

Т а б л и ц а 4.1. Свойства лазерных пучков, определяющие преимущества при обработке материалов

| Свойство | Преимущества |
|---|--|
| Высокая плотность потока излучения | Небольшая зона прогрева, узкая область теплового воздействия; отсутствие механической деформации; уменьшение химических изменений (например, обгорание) |
| Неконтактный нагрев | Отсутствие износа инструмента, поэтому остается постоянным качество при обработке; возможна резка очень мягких материалов (текстильные изделия, изделия из пеноматериала); возможны работы в определенной атмосфере (воздух, в атмосфере газа, вакууме); обработка в труднодоступных местах |
| Параллельность и прозрачность для нормальных условий окружающей среды | Возможно применение на большом расстоянии; отсутствие ослабления мощности лазерного излучения в воздухе |
| Отсутствуют загрязнения | Нагреваются высокореактивные и очень чистые вещества |
| Источником тепла является лазерный луч | С помощью оптических элементов можно направить относительно просто лазерный луч в любое место обрабатываемого изделия; высокая точность позиционирования; простая связь с автоматическими обрабатывающими системами; энергию лазерного излучения можно просто с высокой скоростью выключать и включать |

достигается очень высокая плотность энергии и мощности. Для обработки материалов необходимо определенное взаимодействие с веществом (табл. 4.1). Решающей величиной при обработке материала является доля поглощения лазерного излучения. Поглощение лазерного излучения зависит от длины волны излучения, температуры, свойств материала.

В зависимости от температуры, достигаемой на поверхности, могут применяться следующие технологии:

тепловая обработка, тепловой удар

$$T_0 < T_s;$$

сварка, переплавка, поверхностное легирование

$$T_s \leq T_0 \leq T_v;$$

резка, сверление, фрезерование, скрайбирование, подгонка, динамическое уравнивание, удаление материала

$$T_0 > T_s,$$

где T_0 — температура на поверхности материала; T_s — температура плавления; T_v — температура испарения.

Лазерная обработка наряду с другими используется для следующих приложений.

Сварка

часовые спиральные пружины;
пылезащитные крышки на шарикоподшипниках;
выводы диодов, выводы реле;
миниатюрные двигатели;
миниатюрные модули на печатных схемах;
выводы для солнечных элементов;
круглые швы на тепловыделяющих элементах из циркониевого сплава;

тонкие медные провода у роторов;
герметичная линейная сварка газонаполненных сосудов;
пластмассовые оболочки усложненной формы;
малогабаритные детали в точном приборостроении (соединения лист — лист, проволока — проволока, проволока — лист);
сварка плотным швом электростимулятора сердца и корпусов аккумуляторов;

сварка с глубоким проплавлением в области толщин 3—25 мм для деталей, используемых в авиации и космонавтике.

Резка

заготовки из алмаза;
формы из керамических подложек;
фасонная резка дерева (штамповочный инструмент для изделий из картона);

текстильная ткань (фильтровальная ткань, швейная промышленность);

резка малых толщин (техника кондиционирования воздуха, автомобильная промышленность);

резка и гравировка резины (полиграфическая промышленность, глубина гравировки 0,3—0,5 мм);

фасонная резка термопластов;

асбест и асбоцемент.

Лазерное удаление материала, сверление

подгонка кварцев, частоты колебаний камертона;

снятие изоляции с кабелей;
 балансировка дисбаланса;
 точное сверление в камнях часов (рубин), проволочные волокна (алмаз), керамика (диаметр отверстий не менее 0,003 мм);
 скрайбирование керамики, полупроводников (150 мм/с);
 сверление в хирургических иглах;
 подгонка толстослойных и тонкослойных резисторов (отдельных резисторов и всей схемы);
 гравировка, разделительная резка и сплавление стекла;
 перфорирование бумажных фильтров;
 сверление в высокопрочном материале (глубина/ширина = 20:1) и турбинных лопаток (глубина/ширина = 30:1), допуск по диаметру 5 %;
 сверление форсунок для аэрозольного дозатора.

Закалка

поверхностная закалка стали и чугуна;
 термоупрочнение поверхностным переплавом;
 наплавка, поверхностное легирование.

В настоящее время уверенно достигается выходная мощность Nd-ИАГ-лазеров и CO₂-лазеров, работающих в непрерывном режиме, 200 Вт и 10 кВт соответственно. В отдельных случаях достигаются для Nd-ИАГ-лазера уже 1000 Вт, а для CO₂-лазера 100 кВт.

Повышение мощности и повышение плотности мощности излучения, а также перевод в импульсный режим работы CO₂-лазеров привели к новым технологическим возможностям. К ним относятся:

сварка с глубоким проплавлением при больших толщинах материала;

разделительная резка без подачи газа;

плакирование стали;

термообработка;

резка путем испарения металла без теплового оплавления краев.

4.1.2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Лазерный луч имеет значительно более высокую интенсивность по сравнению с обычным источником света. Из-за этого при попадании его на материал возникают новые условия. Другой особенностью является кратковременность воздействия высокой плотности мощности для импульсных лазеров (требование: в тонком поверхностном слое на длине поглощения должна выделяться большая доля энергии падающего излучения).

Глубина поглощающего слоя составляет примерно 10^{-5} см, градиент температуры достигает 10^8 К/см, и скорость изменения во времени 10^{10} К/с.

При нормальных условиях закон поглощения выражается соотношением

$$I = I_0 e^{-\mu L}, \quad (4.1)$$

где I_0 — интенсивность излучения, падающего на изделие; μ — коэффициент поглощения; L — толщина поглощающего слоя.

Начиная с определенной плотности мощности лазерного излучения, поглощение может принимать более высокие значения, чем это можно ожидать по уравнению (4.1). Вследствие нелинейности процес-

сов взаимодействия между лазерным светом и облученной зоной появляется аномальное поглощение. При превышении пороговой интенсивности непоглощающие вещества становятся также поглощающими. К началу основного воздействия лазерного излучения (начальная фаза меньше 10^{-7} с) отражение может смениться поглощением. Критическая интенсивность излучения составляет по порядку 10^8 Вт/см². Эта интенсивность зависит от длины волны лазерного излучения, характеристик лазерного пучка и от материала.

Отметим, что при интенсивности выше критической очень хорошо поглощают практически все вещества.

Выгодно перевести вещество под действием поджигающего импульса в поглощающее состояние. Поджигающий импульс должен обладать следующими свойствами: время нарастания меньше 1 мкс, интенсивность лазерного излучения больше 10^7 Вт/см², длительность импульса меньше 10 мкс.

Другие возможности изменения поглощающих свойств: матирование поверхности, нанесение слоя (термическое оксидирование, анодирование, химическая обработка), нанесение порошков, цветных полос.

Поглощение в металлах происходит в толщине слоя 10^{-6} — 10^{-5} см. Сфокусированный лазерный луч на поверхности изделия можно для металла представить как двумерный источник тепла. Для большого числа диэлектриков и полупроводников лазерное излучение нельзя рассматривать как поверхностный источник.

Удаление материала становится возможным благодаря образованию паровой и жидкой фаз. Падающая на обрабатываемое изделие энергия приводит к локальному испарению материала. Зона испарения локализуется под исходной поверхностью изделия на глубине 0,05—0,1 мкм. Благодаря этому часть материала, расплавившегося за счет теплопроводности, удаляется в виде капелек при взрывном расширении в зоне обработки (рис. 4.1).

В то время как при удалении материала эти эффекты можно целенаправленно использовать, управляя формой и длительностью импульса, для сварки существуют более сложные условия. В большинстве методов сварки образование паровой фазы должно быть в значительной степени подавлено. Критические плотности мощности для сварки составляют 10^5 — 10^6 Вт/см².

Из рассмотренный теплового баланса при импульсной сварке на модели неподвижного мгновенно действующего источника тепла на поверхности следует, что уменьшение температуры при переходе к зоне плавления зависит от диаметра лазерного пучка, длительности импульса лазерного излучения и характеристик материала.

Критическим является учет отражательной способности. Образующееся в паровой фазе облако действует как рассеивающая линза с переменным во времени фокусным расстоянием в миллиметровом диапазоне и тем самым оказывает влияние неконтролируемым образом на условия фокусировки. Поэтому для многих обработок с удалением материала более выгодным является импульсный режим работы лазера, при котором материал, удаляемый в паровой или жидкой фазе из зоны обработки, не оказывает оптического действия на падающее лазерное излучение. Для этого необходимы короткие длительности импульсов (10^{-6} — 10^{-9} с).

Поглощение как важнейший параметр для преобразования энергии зависит от нагрева поверхности, образования облака пара и эффекта «замочной скважины».

Достигаемая в фокальном пятне интенсивность лазерного излуче-

ния может управляться во времени изменением длительности и формы импульсов (рис. 4.2).

При сверлении происходит удаление материала при кратковременном воздействии интенсивности лазерного излучения. Импульсный режим работы имеет то преимущество, что продолжительность обработки

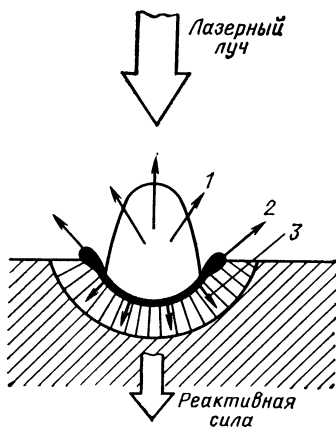
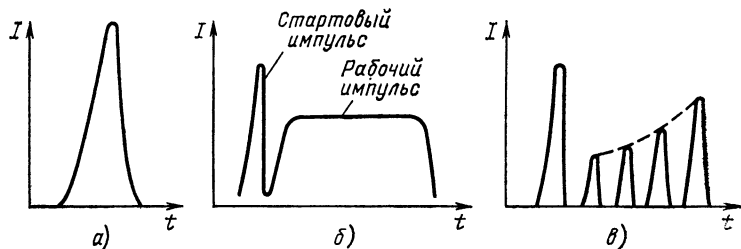


Рис. 4.1. Схема лазерного удаления материала:

1 — испаренный материал; 2 — жидкий материал; 3 — нагретая зона за счет теплопроводности

Рис. 4.2. Формы импульсов лазерного излучения для обработки материала:

а — сверление, разделительная резка (длительность импульса 0,1–1 мс); б — сварка (длительность импульса 1–20 мс, высокая начальная интенсивность улучшает поглощение); в — сверление, удаление материала (желаемая форма импульсов для целенаправленной обработки материала)



может быть выбрана малой по отношению к времени теплопроводностного прогрева, так что потерями за счет теплопроводности можно пренебречь [14].

Для прецизионной обработки важно использовать лазеры, генерирующие основную моду с гауссовым распределением интенсивности лазерного излучения. Постоянное во времени распределение с очень быстрым спадом интенсивности к концу импульса обеспечивает контролируемый процесс удаления материала.

Согласно [1] для удаления материала под воздействием лазерного излучения характерными являются:

первая фаза — отражение и поглощение, очень незначительная глубина проникновения фотонов в материал;

вторая фаза — преобразование излучения в тепло в тонком поверхностном слое, повышение температуры и теплопроводностный прогрев более глубоких зон изделия, фазовые превращения (жидкая, паровая);

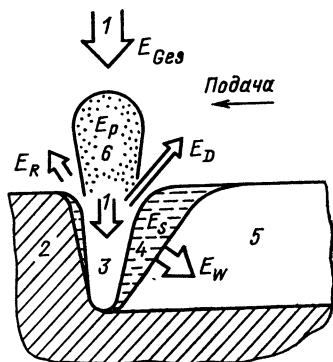
третья фаза — перемещение зоны расплава и испарения от поверхности во все более глубокие области изделия при непрерывном выбросе материала в жидкой и паровой фазах.

В кратковременно перегретом состоянии материал находится под очень высоким внутренним давлением (10^8 Па). Продукты удаления ускоряются от изделия со скоростью примерно 10^2 — 10^3 м/с.

При исследовании сложных процессов взаимодействия лазерного излучения с веществом следует принимать во внимание (распределение энергии — см. рис. 4.3):

Рис. 4.3. Схематическое изображение баланса энергии для непрерывной сварки лучом CO_2 -лазера [18]:

1 — луч лазера; 2 — соединяемый материал; 3 — канал (парогазовая каверна); 4 — ванна; 5 — сварной шов; 6 — плазменный факел; E_{Ges} — полная энергия сфокусированного лазерного луча в зоне обработки; E_R — потери энергии при отражении; E_W — потери энергии за счет теплопроводности; E_P — потери энергии за счет поглощения в плазменном факеле; E_D — энергия, расходуемая на испарение материала; E_S — полное теплосодержание жидкого металла в сварочной ванне



влияние длины волны лазера;
поглощательную способность различных материалов при высоких интенсивностях излучения;

термодинамические процессы при нагреве, плавлении и испарении материала с учетом достижения цели: сварки, удаления материала и термической обработки;

взаимодействие лазерного излучения с образующимся плазменным облаком;

влияние временного хода интенсивности излучения и пространственного распределения плотности мощности.

Предварительное определение технологических параметров для обработки материала зависит от выбора схемы для соответствующего процесса обработки (сверление, сварка, закалка), а также от типа устройства. Проведение теоретического расчета затруднительно. Расчеты проводятся на основе модельных представлений, развитых применительно к специальным проблемам (см., например [15—17, 19]).

4.1.3. ЛАЗЕРЫ ДЛЯ ОБРАБОТКИ МАТЕРИАЛОВ

В табл. 4.2 приведены типы лазеров, применяемых до сих пор для обработки материалов. Следует различать:

обработку макрообластей (сварка, разделительная резка, сверление, закалка участков от 0,1 до нескольких миллиметров с помощью мощных лазеров от 0,2 до 20 кВт);

обработку микрообластей (разделительная резка, удаление материала и улучшение свойств тонких пленок толщиной от нескольких нанометров до микронного размера с помощью твердотельных и ион-

Т а б л и ц а 4.2. Типы лазеров для обработки материалов [1]

| Тип лазера | Режим работы | Длина волны, мкм | Минимально достижимый диаметр фокусировки, мкм | Энергия, Дж | Мощность, Вт | Длительность импульса, с | Частота повторения, Гц | КПД, % |
|--|-----------------------|------------------|--|----------------------|----------------------|--------------------------------------|------------------------|--------------------|
| N ₂ -лазер | Импульсный | 0,337 | 1 | 10 ⁻³ | До 6·10 ⁶ | 2·10 ⁻⁹ | 10 | 10 ⁻¹ |
| Аг-лазер | » | 0,46—0,52 | 2 | 2,5·10 ⁻⁴ | До 10 ³ | 5·10 ⁻⁵ —10 ⁻⁶ | — | 2·10 ⁻² |
| Аг-лазер | Непрерывный | 0,46—0,52 | 2 | — | До 10 | — | До 10 ³ | 1 |
| Рубиновый лазер | Импульсный | 0,69 | 2 | До 10 | До 10 ⁵ | 5·10 ⁻³ —10 ⁻⁴ | 1 | 1 |
| Nd-лазер | » | 1,06 | 5 | До 10 | До 10 ⁵ | 5·10 ⁻³ —10 ⁻⁴ | 20 | 4 |
| Nd-ИАГ-лазер | » | 1,06 | 5 | — | До 10 ⁴ | 5·10 ⁻³ —10 ⁻⁴ | — | 4 |
| Nd-ИАГ-лазер | Модуляция добротности | 1,06 | 5 | — | До 10 ⁷ | 10 ⁻⁷ —10 ⁻⁸ | 5·10 ⁴ | 4 |
| Nd-ИАГ-лазер | Непрерывный | 1,06 | 5 | — | До 200 | — | — | 4 |
| CO ₂ -лазер | » | 10,6 | 30 | — | До 10 ³ | — | — | 20 |
| CO ₂ -лазер | Импульсный | 10,6 | 30 | 0,5 | До 10 ³ | 10 ⁻¹⁰ —10 ⁻³ | 10 ³ | 20 |
| CO ₂ -лазер | Модуляция добротности | 10,6 | 30 | 0,1 | До 10 ⁵ | 10 ⁻⁶ | — | 20 |
| CO ₂ -ТЕА-лазер | Импульсный | 10,6 | 30 | 100 | До 10 ⁹ | 10 ⁻⁹ | 10 | 20 |
| CO ₂ -лазер с про-
качкой | Непрерывный | 10,6 | 100 | — | До 2·10 ⁴ | — | — | 20 |
| Газодинамический
CO ₂ -лазер | » | 10,6 | 100 | — | До 10 ⁶ | — | — | 20 |

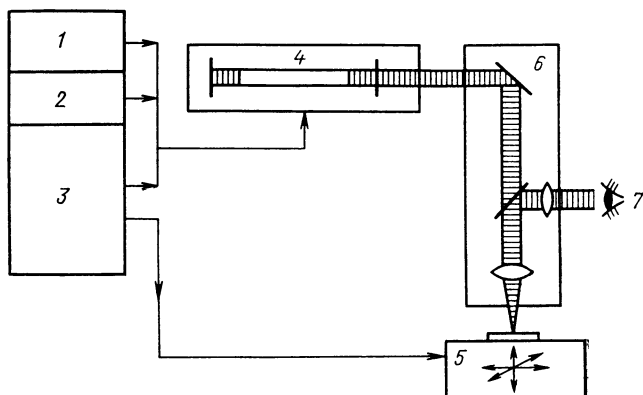


Рис. 4.4. Лазерная установка для обработки материала [25]:

1 — блок питания лазера; 2 — система охлаждения; 3 — устройства управления; 4 — лазерная головка; 5 — стол для обработки с приспособлением для крепления изделия; 6 — оптическая система (фокусирующая оптика, оптическая система контроля); 7 — наблюдатель

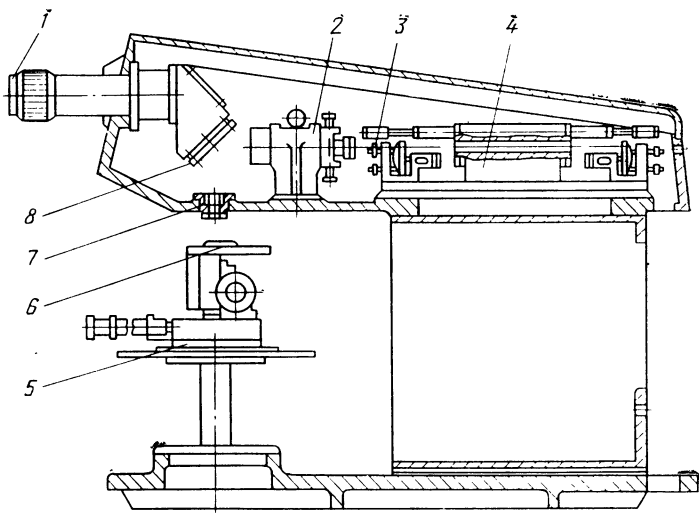


Рис. 4.5. Схема установки SLS 10—1 на твердотельном лазере для импульсной сварки, сверления и удаления материала (выходная энергия 10 Дж; длительность импульсов 2 мс и 4 мс; частота повторения импульсов 0,5 Гц; длина волны 1,06 мкм):

1 — микроскоп для контроля; 2 — телескоп для расширения пучка; 3 — возможность регулирования зеркала резонатора; 4 — лазер со стержнеобразной ксеноновой лампой высокого давления и активным элементом из неодимового стекла; 5 — устройство для позиционирования изделия по осям x , y , z ; 6 — изделие; 7 — фокусирующая оптика (сменная); 8 — отклоняющее зеркало

ных аргоновых лазеров, работающих в режиме модулированной добротности).

Для обработки материалов применяются:

CO₂-лазер для резки материала большой толщины и сварки толстых элементов конструкции с глубоким проплавлением;

Nd-ИАГ-лазер для сверления, удаления тонких пленок и точной сварки.

Оба типа лазеров могут работать как в непрерывном, так и в импульсном режимах.

Для большинства технологических операций лазерный луч необходимо фокусировать (рис. 4.4—4.6).

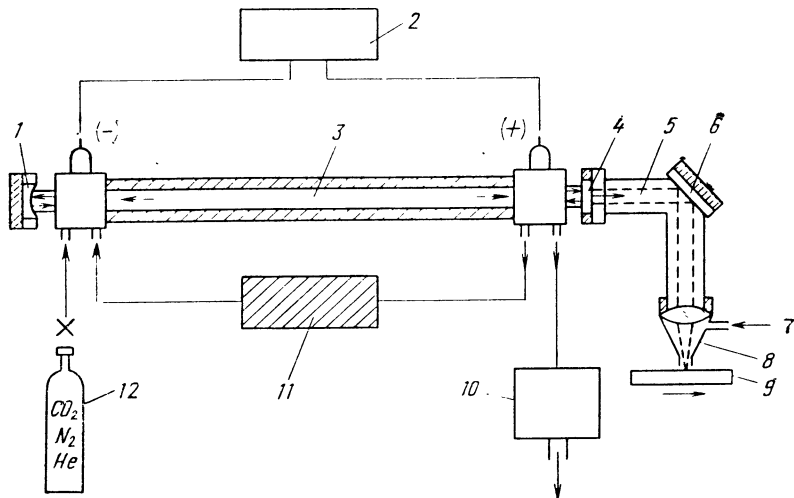


Рис. 4.6. CO₂-лазер с обрабатывающей головкой:

1 — сферическое зеркало с большим радиусом кривизны ($r=10, 20$ и 50 м; 100%); 2 — источник высокого напряжения (с регулированием тока); 3 — двухстенная охлаждаемая разрядная трубка (тлеющий разряд в прокачиваемой газовой смеси из CO₂—N₂—He); 4 — выходная пластина из германия (плоскопараллельная); 5 — выходной лазерный луч (диаметр пучка $10\text{--}20$ мм, малая расходимость, $\lambda=10,6$ мкм); 6 — отклоняющее зеркало (плоскопараллельное); 7 — рабочий газ; 8 — рабочая оптическая система с одиночной линзой ($f=50\div 200$ мм) и газовым соплом для дополнительного газового потока (воздух, O₂, N₂, Ag, He); 9 — изделие; 10 — вакуумная система (управляет расходом газа и рабочим давлением, $1,3\text{--}2,6$ кПа); 11 — система охлаждения (H₂O, дистиллированная) для разрядной трубки, зеркала резонатора, отклоняющего зеркала и оптической головки обработки; 12 — снабжение газом (смесь CO₂—N₂—He, предварительно смешанная, или точное дозирование из отдельных баллонов)

При выборе оптических элементов нужно учитывать технологически обусловленное рабочее расстояние объектива, требуемую плотность мощности излучения и желаемый диаметр обработки.

При точной обработке применяются линзовые системы с малыми рабочими расстояниями объектива. Для CO₂-лазера с выходной мощностью свыше 200 Вт необходимы одиночные линзы с фокусными расстояниями $50\text{--}200$ мм.

Собственно лазер является только незначительной частью установки для реализации технологической обработки.

К установке для лазерной обработки материалов относятся узлы для крепления изделий;

системы управления для осуществления движения изделия относительно лазерного луча;

системы контроля положения изделий;

системы управления для осуществления технологических циклов.

Для выполнения технологической обработки материалов необходимы дополнительные принадлежности (поворотная оптика, делители лазерного луча, устройства для отклонения лазерного луча, переключения луча, модулятор добротности, система для фокусировки лазерного луча).

Из табл. 4.3 видно, что кроме лазера на ожидаемый технологический результат влияют еще другие факторы; примеры типичных рабочих мест показаны на рис. 4.7 и 4.8.

Т а б л и ц а 4.3. Факторы, оказывающие влияние на технологический результат лазерной обработки материалов

| Параметр | Влияющие факторы, обусловленные | | Желаемый результат обработки |
|----------------------------------|---------------------------------|--|------------------------------|
| | установкой | изделием | |
| Длина волны | Оптический путь | Характеристики материала | Ширина резания |
| Диаметр пучка | Фокусирующая оптика | Теплопроводность | Глубина бороздки |
| Выходная мощность | Фокусное расстояние | Поглощение | Плоскостность |
| Расходимость | Газовое сопло | Пропускание | Масса удаляемого материала |
| Структура лазерного луча | Поле допуска | Отражение | Геометрия сварного шва |
| Плотность мощности | Точность перемещения | Температура плавления | Зона термического влияния |
| Распределение плотности мощности | Скорость обработки | Температура испарения | |
| Режим работы: непрерывный | | Плотность | |
| импульсный | | Средняя удельная теплоемкость | |
| (частота, длительность импульса) | | Теплота плавления, теплота испарения | |
| Стабильность | | Структура, характер превращения, свойства поверхности, толщина материала | |

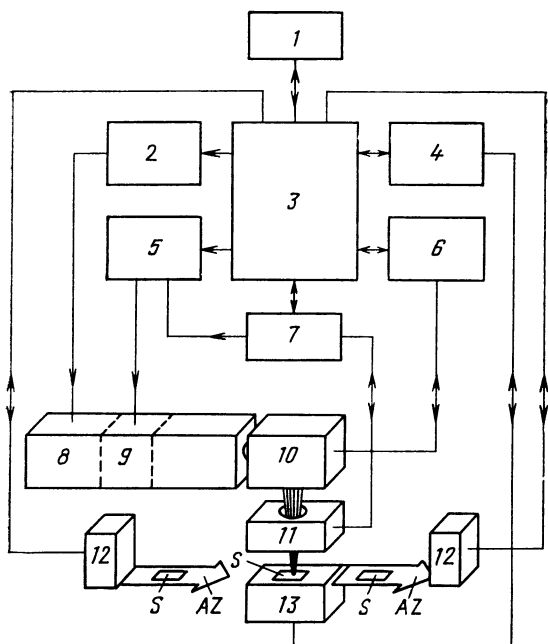


Рис. 4.7. Система для подгонки сопротивлений с помощью микропроцессора [26]:

1 — терминал; 2 — блок питания лазера; 3 — микропроцессор; 4 — сервоусилитель (Step+Repeat); 5 — блок управления переключателем добротности; 6 — оптика сервоусилителя; 7 — измерительный мост; 8 — лазер; 9 — модулятор добротности; 10 — перемещаемая оптика; 11 — контактное устройство; 12 — накопитель; 13 — Step+Repeat; S — подложка; AZ — автоматическая подача

По конструктивному исполнению можно различать (рис. 4.9—4.11): стационарные компактные установки, которые объединяют наряду с резонатором также другие функциональные элементы в одном блоке; легкие установки с небольшими размерами резонатора (лазерный резонатор сам по себе представляет замкнутый блок, все необходимые дополнительные устройства расположены отдельно и связаны с этим блоком подводящими линиями).

Фокусировка света и подвод газа в большинстве случаев объединены в одном блоке — в лазерной обрабатывающей головке. На исполнение обрабатывающей головки оказывают влияние свойства пучка и полагаемые области применения. Обрабатывающая головка может быть соединена двумя различными способами с лазером:

стационарное подсоединение на лазерном резонаторе непосредственно за выходным зеркалом;

обрабатывающая головка является отдельным узлом и может быть установлена в произвольном месте на пути распространения пучка лазерного излучения.

Для лазерной макрообработки деталей с большой поверхностью применяют следующие варианты:

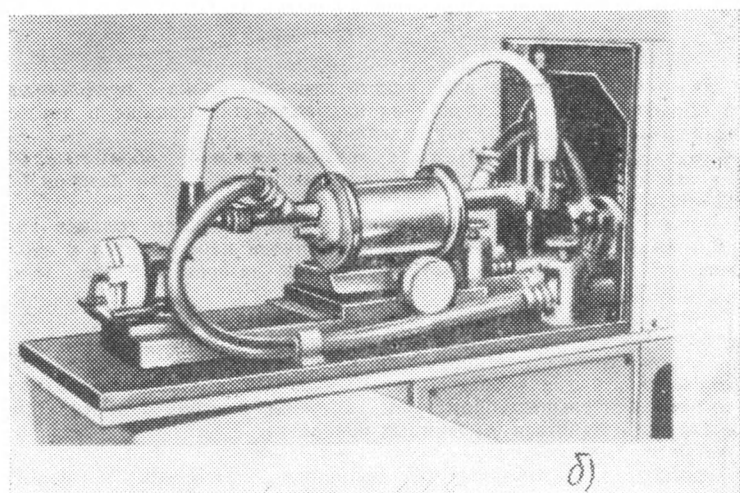
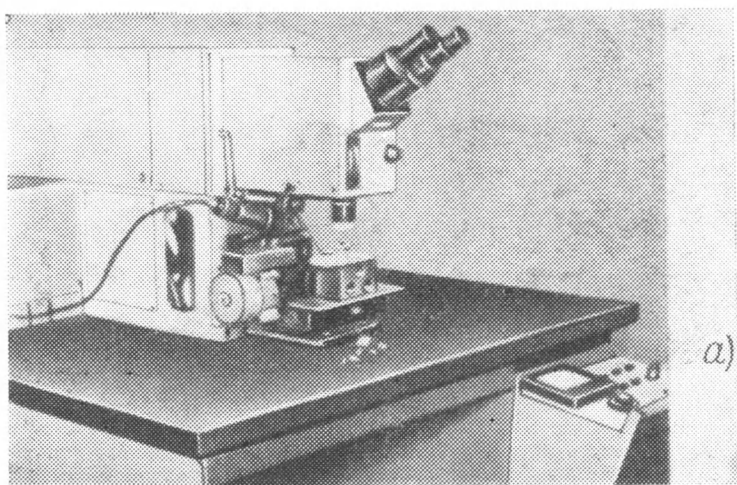


Рис. 4.8. Установка для лазерной сварки «Квант-12»:

a — вид установки (выходная энергия 3 Дж; частота повторения импульсов до 10 Гц; длительности импульсов 1,5; 2; 2,5; 4 мс; активный элемент — Nd-ИАГ; *б* — лазер [эллипс со стержнеобразной импульсной лампой и Nd-ИАГ лазерным стержнем, водяное охлаждение; внешние зеркала резонатора, эксцентрические к оси активного элемента (фото ZIS, Галле)]

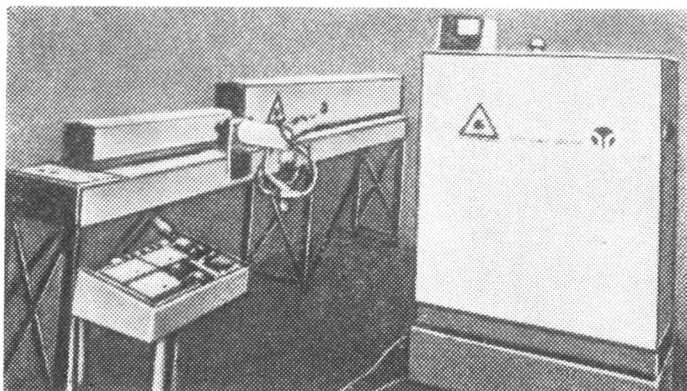


Рис. 4.9. CO₂-лазер SM400 с отдельной обрабатывающей головкой; выходная мощность 400 Вт; TEM₀₀; диаметр несфокусированного пучка 12 мм; резонатор — 5 раз изогнута ось; длина активной среды 7,8 м; газовая смесь CO₂—N₂—He (фото Народного предприятия завода точной механики, Галле)

лазер монтируется в виде конструктивного блока с прифланцовой обрабатывающей головкой на направляющей машине и движется в виде замкнутой системы над изделием (рис. 4.10);

лазер прочно монтируется с прифланцовой обрабатывающей головкой; изделие движется под лазерным пучком (для лазеров большой мощности, рис. 4.10);

лазер смонтирован стационарно; обрабатывающая головка связана с направляющей системой; лазерный пучок направляется к обрабатываемой головке с помощью зеркал (для лазеров большой мощности, рис. 4.11);

лазер и обрабатывающая головка подвижны, однако отдельно расположены на одной направляющей системе.

Для внедрения лазерной технологии решающим является то обстоятельство, что приборы должны надежно и стабильно работать в течение длительного промежутка времени, а стоимость этих приборов должна оставаться в разумных пределах.

Для этого необходимо:

повышение стабильности мощности у обычных CO₂-лазеров до $\pm 1\%$;

оснащение CO₂-лазера устройствами для регенерации газа в целях снижения эксплуатационных расходов;

иметь возможность для непрерывных лазеров также работать в импульсном режиме, длительности импульсов составляют 0,1—10 с с частотой повторения импульсов до 2,5 Гц;

чтобы выходная мощность у импульсных лазеров постоянно контролировалась и регулировалась и происходило автоматическое отключение лазера при снижении выходной мощности ниже заданного значения;

чтобы форма и длительность импульса варьировались в широких

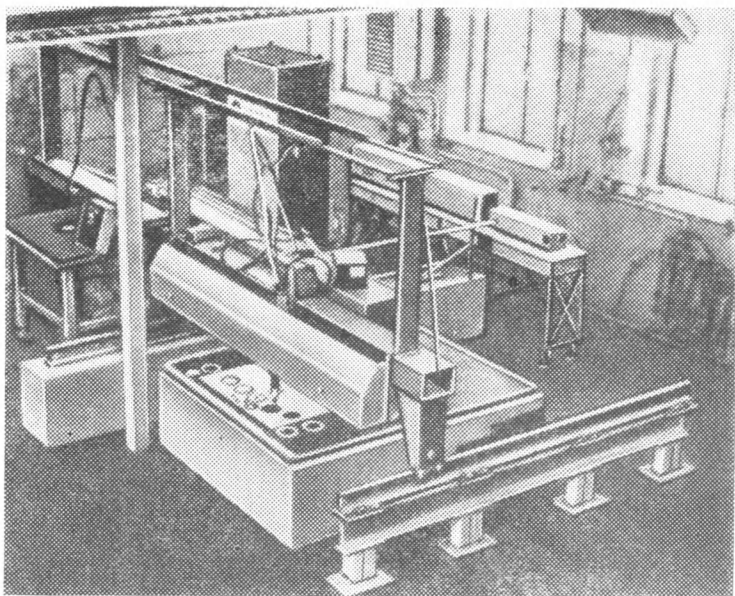


Рис. 4.10. Связь лазера с направляющей машиной для обработки больших поверхностей (лазерная установка для резки с помощью CO_2 -лазера типа SM400/K701) (фото ZIS, Галле); стационарно установленный лазер, подвижное отклоняющее зеркало, рабочая поверхность $2 \text{ м} \times 2 \text{ м}$

пределах и могли быстро изменяться от одного рабочего такта к другому;

чтобы конструкция лазерных установок была приспособлена для успешного промышленного применения;

для быстрого и надежного позиционирования в требуемое положение изделий в состав Nd-ИАГ- и CO_2 -лазеров включать He-Ne-лазерные системы вдоль луча мощного лазера.

4.1.4. СВАРКА ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Лазерная сварка является методом сварки плавлением, т.е. соединяющиеся детали сплавляются под воздействием лазерного излучения, тем самым должны сохраняться все условия, определенные для обычных методов сварки плавлением. Особенности являются высокая плотность мощности, а при импульсной сварке — быстрое охлаждение, связанное с коротким временем воздействия. Высокие градиенты температуры могут привести к недопустимому повышению твердости и образованию трещин.

Лазеры применяются для точечной и шовной сварки. Шовная сварка может происходить непрерывно или в режиме точечной сварки внахлестку.

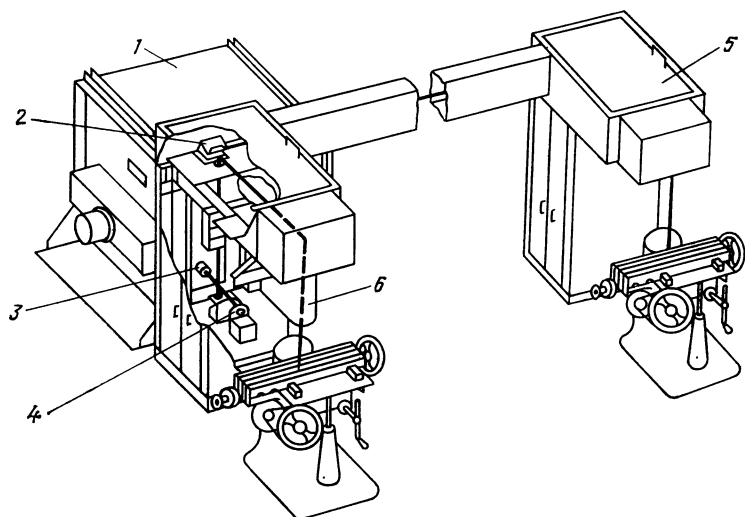


Рис. 4.11. Промышленная установка для лазерной обработки фирмы Avco Everett [8] с выходной мощностью лазерного излучения 15 кВт: 1 — лазер; 2 — поворотное отклоняющее зеркало; 3 — аэродинамическое окно; 4 — отклоняющее зеркало; 5 — система формирования пучка для термической обработки; 6 — фокусирующая система со сварочной головкой

При сварке различают два способа:

сварка с плавлением за счет прогрева аксиальной теплопроводностью;

сварка с глубоким проплавлением.

При образовании сварного шва в режиме теплопроводности преобразованная на поверхности энергия лазерного излучения переносится внутрь изделия в процессе теплопроводности. Интенсивность излучения и длительность его воздействия должны быть согласованы с соответствующим изделием. Модельное представление для сварки с глубоким проплавлением могут дать эксперименты по электронно-лучевой сварке [22].

Образуется паровой капилляр, на заднем фронте которого при относительном движении между лазерным лучом и изделием происходит конденсация и тем самым образование сварного шва. Таким образом, возможно образование сварных швов с отношением глубины к ширине 8:1 (рис. 4.12). Теплофизические свойства материала определяют также геометрию сварного шва.

Форма шва с глубоким проплавлением определяется как скоростью подачи и типом материала, так и пространственным распределением интенсивности излучения (т. е. мощностью, диаметром лазерного пучка и его структурой). Позиционирование фокального пятна относительно материала является определяющим для профиля сварного шва. Оптимальным считается положение фокуса в изделии примерно на глубине, равной $\frac{1}{3}$ толщины изделия.

Данные для сварки с CO_2 -лазером приведены на рис. 4.13 и 4.14.

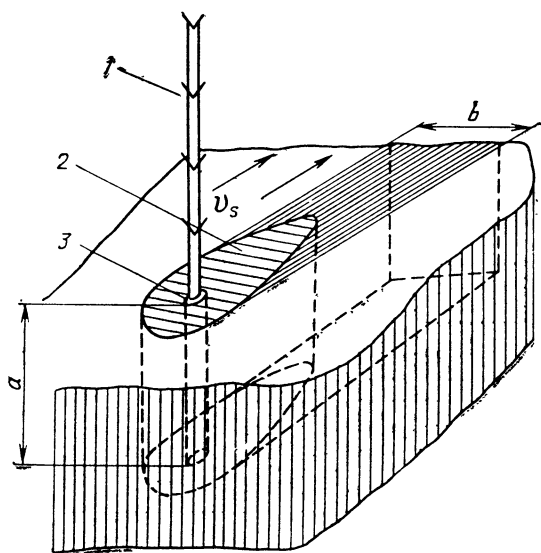


Рис. 4.12. Схема при сварке с глубоким проплавлением лучом мощных лазеров:

1 — лазерный луч; 2 — сварочная ванна; 3 — парогазовый канал в виде «замочной скважины»; a — глубина проплавления; v_s — скорость плавления; b — ширина зоны плавления

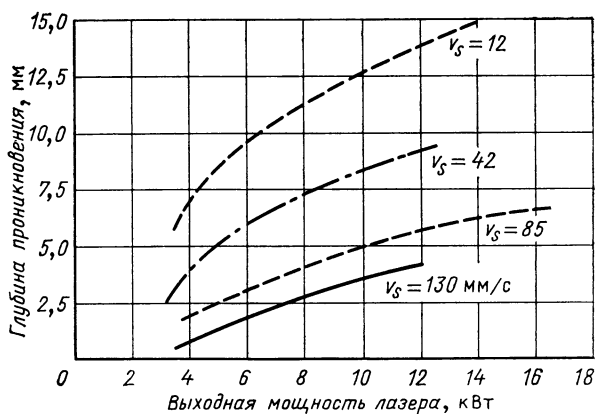


Рис. 4.13. Влияние мощности излучения CO_2 -лазера и скорости сварки v_s на глубину расплавления в стали X2CrNi 18 8 [27]

Вообще говоря, лазерная сварка осуществляется без присадочного материала. Для предотвращения образования трещин, а также для управляемого металлургического воздействия при сварке можно применять присадочные материалы.

Для сварки применяются Nd-ИАГ- и CO₂-лазеры. В то время как Nd-ИАГ-лазер применяется для малогабаритных деталей толщиной

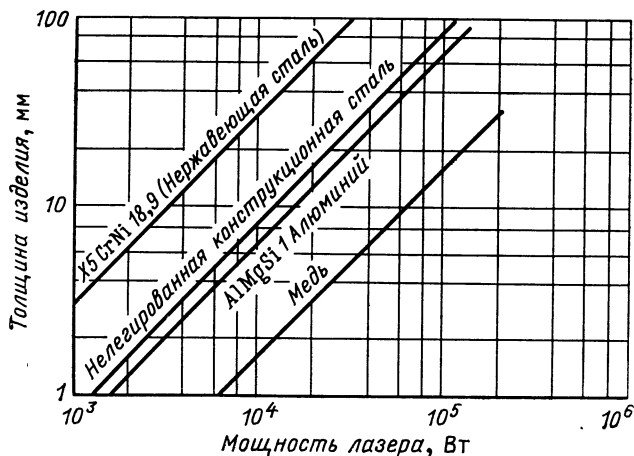


Рис. 4.14. Диаграмма для определения требуемой минимальной мощности для сварки стыковым швом с помощью CO₂-лазеров [13]

примерно 1 мм, CO₂-лазер со своей выходной мощностью в кВт-диапазоне пригоден для сварки листов толщиной до 20 мм.

Для сварки, основанной на механизме теплопроводности, должны выполняться следующие условия:

плотность мощности для сварки ограничена, в зависимости от материала она не должна превышать 10^6 — 10^7 Вт/см²;

действие давления на сварочную ванну должно быть устранено; доля испаренного материала должна быть незначительной;

размеры сварных точек в первую очередь зависят от теплопроводности; температура на поверхности, толщина листа и тип материала, а также время облучения являются взаимозависящими параметрами;

суммарная энергия импульса должна быть распределена в течение большого промежутка времени (1—10 мс).

Примеры пар материалов, свариваемых с помощью импульсных лазеров: алюминий — алюминий; алюминий — медь; алюминий — никель; автоматная сталь — вольфрам; биметалл — автоматная сталь; бронза — бронза; бронза — сталь; CrNi-сталь — CrNi-сталь; CrNi-сталь — медь; CrNi-сталь — никель; CrNi-сталь — тантал; рессорно-пружинная сталь — автоматная сталь; золото — алюминий; золото — германий; золото — инвар; золото — никель; золото — кремний; инконель — инконель (Inconel); константан — медь; ковар — ковар; медь — константан; медь — медь; медь — никель; медь — сталь; медь — тантал; латунь — биметалл; латунь — бронза; латунь — золото; ла-

тушь — медь; молибден — молибден; нейзильбер (сплав) — бронза; никель — FeNi-сплав; никель — никель; никель — чугун, содержащий никель; никель — тантал; никель — вольфрам; ниобий — ниобий; платина — платинородиевый сплав; серебро — никель; сталь — серебро — палладий — CrNi-сталь; сталь — сталь; сталь (латунированная) — термобиметалл — бронза; тантал — молибден; тантал — тантал; термобиметалл — нейзильбер; титан — титан; вольфрам — CrNi-сталь; вольфрам — вольфрам.

При соединении очень маленьких деталей в электротехнике и в электронике лазерная сварка дает, например, по сравнению с пайкой следующие преимущества:

исключение ненужных металлических границ;

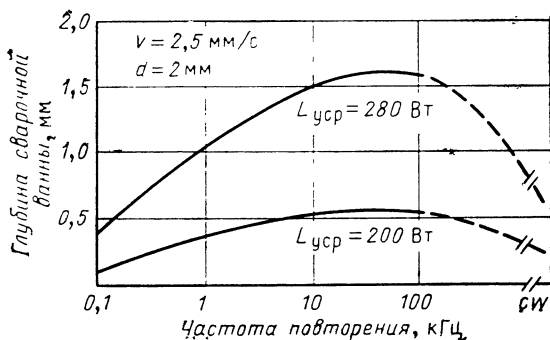


Рис. 4.15. Глубина сварочной ванны в зависимости от частоты повторения импульсов Nd-ИАГ-лазера [12]

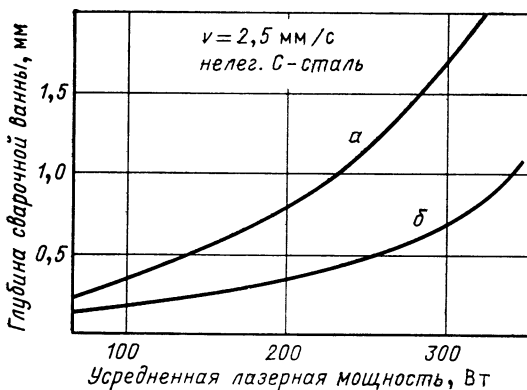


Рис. 4.16. Глубина сварочной ванны в зависимости от мощности Nd-ИАГ-лазера [12]:

α — импульсный режим (50 кГц); β — непрерывный режим

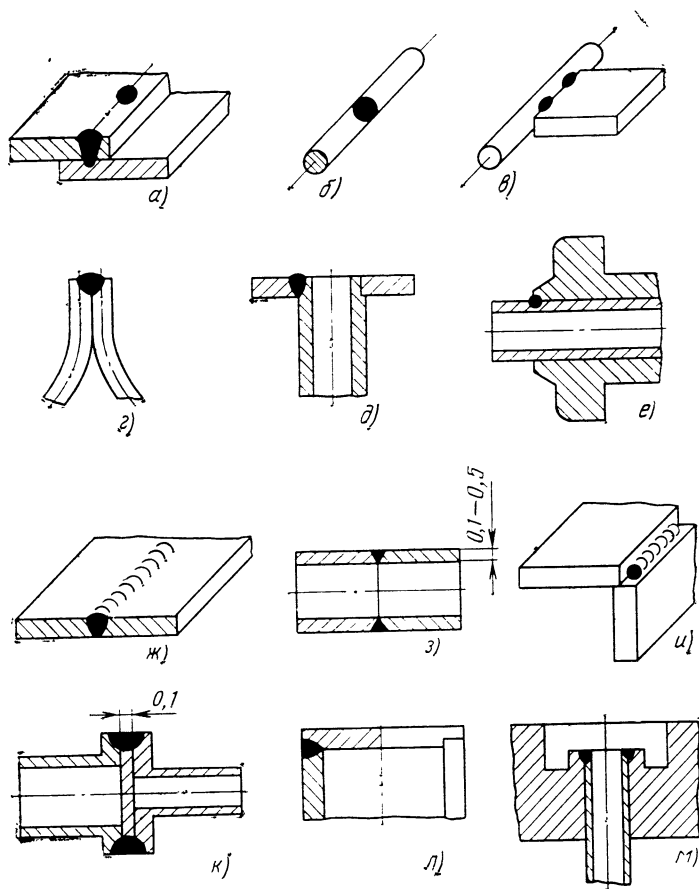


Рис. 4.17. Разделка кромок и примеры конструкций для условий лазерной сварки лучом импульсных твердотельных лазеров:

а — нахлесточное соединение с помощью односточечной сварки; *б* — стыковая сварка проволоки; *в* — соединение лист — проволока; *г* — соединение торцов проволоки; *д* — соединение труба — лист; *е* — герметичное соединение трубы; *ж* — стыковая сварка листов; *з* — стыковая сварка труб; *и* — шов углового соединения; *к* — стыковое соединение с промежуточной фольгой; *л* — заварка фланца; *м* — вваривание трубы

более высокая механическая прочность;
 более высокое сопротивление по отношению к вибрации и ударам;
 более высокие допустимые рабочие температуры;
 незначительный риск отрицательного влияния на термочувствительные элементы при монтаже;
 более высокая эксплуатационная надежность.

При изготовлении электронных элементов маленькие детали также могут соединяться с помощью монтажной сварки.

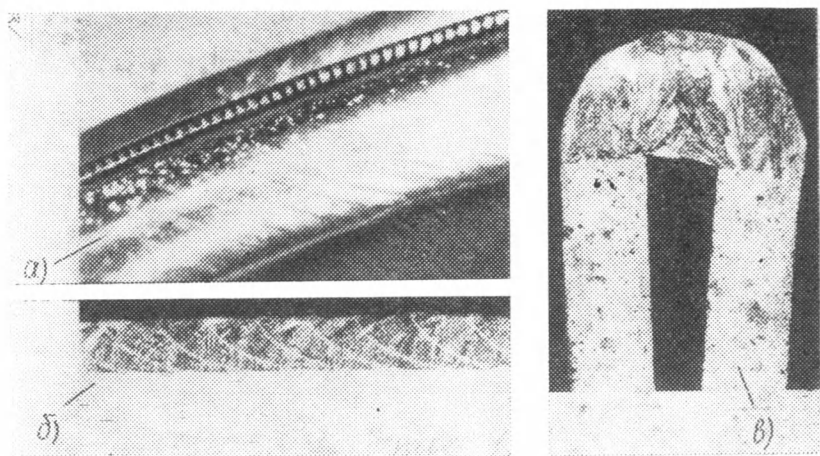


Рис. 4.18. Мембрана из ауреласта (Aurelast), сваренная импульсным лазером (выходная энергия лазерного излучения 2 Дж, длительность импульса 4 мс, частота повторения импульсов 10 Гц):

а — вырез из шва торцевого соединения $2 \times 0,1$ мм ауреласта; б — продольное сечение сварного шва; в — поперечное сечение сварного шва

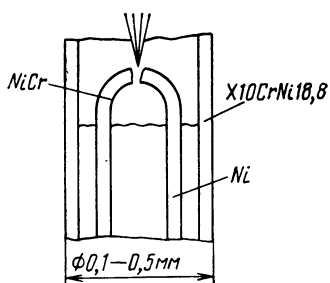


Рис. 4.19. К лазерной сварке предварительно подготовленных оболочек термоэлемента

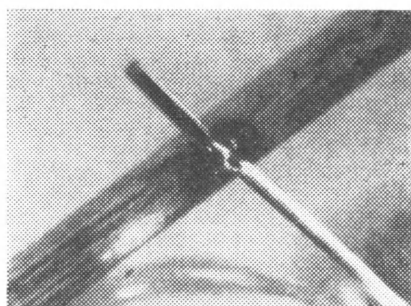


Рис. 4.20. Сваренное лучом импульсного лазера крестовое соединение из проволоки диаметром 0,2 мм с проволокой диаметром 0,8 мм из вольфрама внутри стеклянной колбы (энергия 4 Дж, длительность импульса 4 мс)

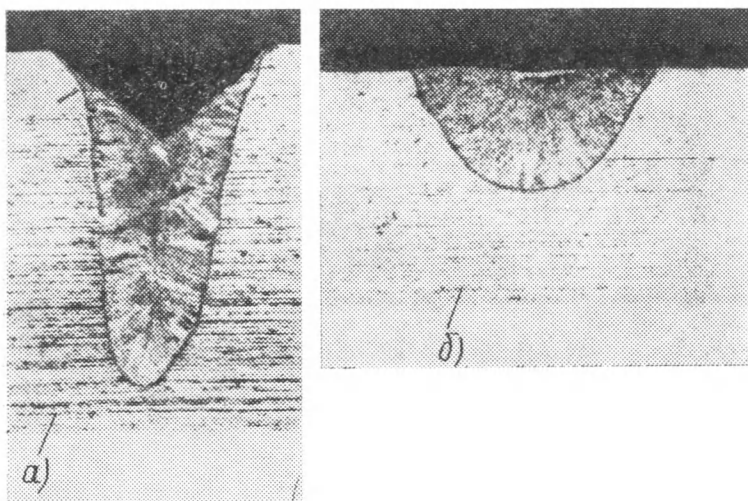


Рис. 4.21. Глубины проплавления в CrNi-стали, полученные на лазерной установке «Квант-12»:

a — энергия лазерного излучения 1 Дж; длительность импульса 2,5 мс; фокусное расстояние линзы $f=50$ мм; глубина проплавления 0,8 мм; *б* — 1 Дж; 2,5 мс; $f=100$ мм; глубина проплавления 0,3 мм

С помощью лазерного излучения можно производить сварку подводящих проводов, вмонтированных в стекло, и деталей в вакууме через стекло, а также возможна сварка при ремонтных работах в вакуумных лампах (например, повторное крепление нитей накала, восстановление анода и приваривание подводящих проводов к сетке).

При импульсной сварке с высокой частотой повторения импульсов с малой энергией получается большая глубина проплава, чем при низкой частоте повторения импульсов с большой энергией, поскольку при более высокой частоте следования импульсов потери за счет теплопроводности становятся меньше.

Однако при высокой частоте повторения импульсов имеет место снижение глубины расплавления, что можно объяснить малой пиковой мощностью в отдельных импульсах и тем самым отсутствием испарения (рис. 4.15).

Глубина проплавления пропорциональна средней мощности лазерного излучения (рис. 4.16). Благодаря образованию капилляра в режиме глубокого проплавления при достижении требуемой для этого пороговой мощности происходит резкое увеличение глубины проплавления.

Для защиты сварочной ванны от вредных газов из воздуха шов обдувается коаксиально или сбоку защитным газом (аргон, гелий). Благодаря этому при сварке в режиме глубокого проплавления сдувается также облако плазмы и существенно изменяются условия его поддержания. С помощью лазеров могут быть получены сварные швы на одинаковых или различных материалах, при этом получаются в основ-

ном следующие соединения (рис. 4.17): проволока — проволока, проволока — тонкий лист, тонкий лист — тонкий лист, лист — лист, проволока — пленка.

Проволоки могут быть соединены с помощью сварки встык, внахлестку, в виде крестового соединения или Т-стыка. Листы могут быть сварены с помощью стыкового шва, шва нахлесточного соединения или шва стыкового соединения с отбортовкой кромок (рис. 4.18—4.25).

Рис. 4.22. Лазерная сварка защитных пластин пыленепроницаемых шарикоподшипников (толщина защитных пластин 0,2 мм)

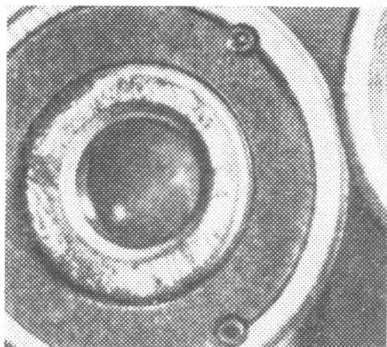
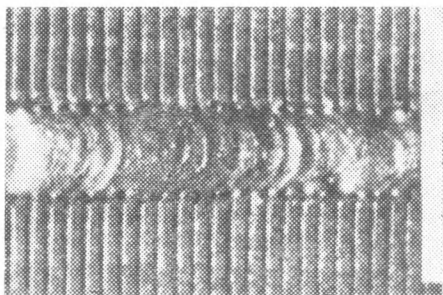


Рис. 4.23. Лазерная сварка листового пакета из муниперма (Muniperm) (CO_2 -лазер, 120 Вт, непрерывное излучение)



С помощью CO_2 -лазера могут быть сварены термопластические материалы. Лазерная сварка, особенно в точной механике и электронной промышленности, имеет следующие преимущества [20]:

- отсутствие механического контакта с местом сварки;
- соблюдение очень точных допусков в течение длительного времени;
- практически отсутствует тепловое воздействие на деталь;
- очень маленькие сварные точки;
- с помощью управления энергией во времени можно сваривать практически все материалы друг с другом;
- сварка возможна также в недоступных местах, например через стеклянные перекрытия или в глухих отверстиях;
- сварку можно осуществлять в газах, вакууме и жидкостях;

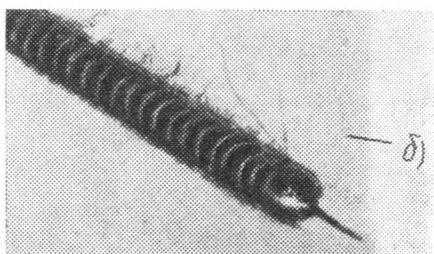
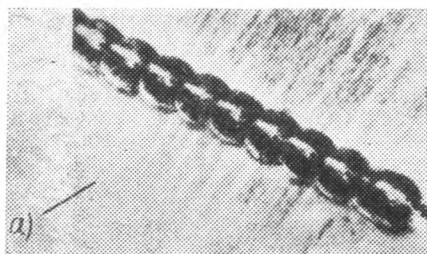


Рис. 4.24. Точечная сварка листового материала из CrNi-стали толщиной 0,5 мм, полученная на лазерной установке «Квант-12» (скорость подачи свариваемой детали 50 мм/мин, выходная энергия 1,5 Дж):
 а — частота повторения постановки точек 2 Гц; б — частота повторения постановки точек 5 Гц

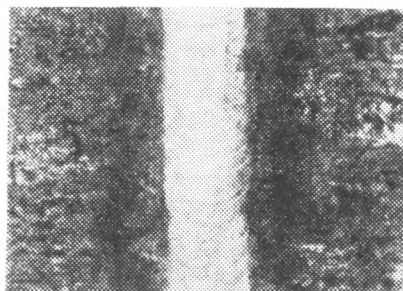


Рис. 4.25. Непрерывный шов, полученный при лазерной сварке (CO₂-лазер, CrNi листовый материал, ширина шва 0,25 мм)

непосредственная сварка через изоляцию, не требуется удаления изоляции, лак или оксидные пленки при получении контакта не представляют препятствий;
 геометрия сварного шва хорошо контролируется.

4.1.5. РАЗДЕЛИТЕЛЬНАЯ РЕЗКА И СВЕРЛЕНИЕ С ПОМОЩЬЮ ЛАЗЕРОВ

4.1.5.1. **Обработка путем снятия поверхностного слоя импульсным лазерным излучением.** При обработке со снятием поверхностного слоя с помощью импульсных лазеров различают два способа (рис. 4.26):

снятие поверхностного слоя с помощью модулированной интенсивности лазерного излучения;

снятие поверхностного слоя с помощью постоянной интенсивности.

При сверлении с помощью модулированной интенсивности излучения через короткие промежутки времени удаляются отдельные элементы объема. Этот вариант обработки применяется, например, при сверлении камней для часов (диаметр отверстия 50 мкм).

Диаметр просверленных лазерным пучком отверстий примерно соответствует диаметру лазерного пучка. Можно получать отверстия с от-

ношением глубины к ширине, равным 10 : 1, при очень маленьком диаметре отверстия меньше 0,01 мм и толщине пластины меньше 0,3 мм это отношение достигает 30 : 1. Длительность импульса и его пространственная протяженность должны соответствовать конкретному случаю применения.

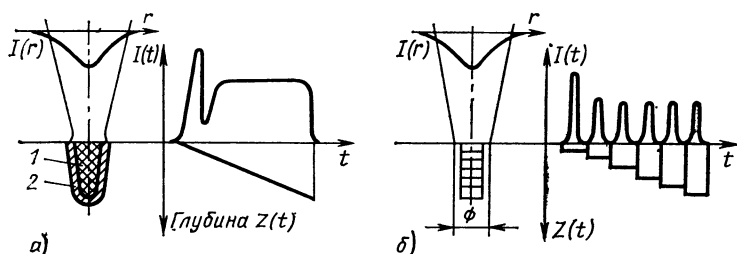


Рис 4.26. Схематическое изображение процесса сверления лазером:
а — сверление с постоянной интенсивностью: 1 — пар, 2 — расплав; б — сверление лучом лазера с модулированной интенсивностью излучения

Контролируемые лазерные импульсы позволяют получить очень хорошие отверстия, в то время как неконтролируемые многомодовые лазеры приводят к несимметричной обработке. На форму отверстия оказывает влияние распределение энергии в пучке.

Более высокая температура плавления и (или) теплопроводность обуславливают меньшую глубину отверстия и более высокую воспроизводимость. Разброс диаметра отверстий при большой длительности импульсов (например, 1,75 мс) имеет место в более широком интервале, чем при короткой длительности импульсов (например, 0,6 мс). Действующая одновременно коаксиально с лазерным лучом струя сжатого воздуха оказывает благоприятное действие на форму отверстия и его воспроизводимость [30]. Диаметр отверстия зависит от энергии в импульсе и от материала (рис. 4.27). С использованием струи сжатого воздуха могут быть увеличены диаметры отверстий у материалов с плохой теплопроводностью. У материалов с высокой теплопроводностью (например, медь) и металлов, не испытывающих дополнительное горение под воздействием струи кислорода, диаметр отверстия едва ли зависит от этих параметров.

Достигаемые глубины отверстий в моноимпульсном режиме генерации лазера зависят от температуры плавления, они обратно пропорциональны коэффициенту теплопроводности.

В зависимости от энергии импульса и материала у металлов можно получить отверстия диаметром 0,01—0,5 мм, глубиной 6 мм.

Возникающие при сверлении эффекты плавления, особенно у материалов с плохой теплопроводностью, приводят к образованию отверстий некруговой формы, если каждое отверстие обрабатывается только одним импульсом. Принципиально выгоднее проводить сверление отверстия с помощью нескольких импульсов и удалять контролируемым образом небольшие количества материала.

При удалении поверхностного слоя и сверлении материал должен испаряться взрывным образом. Доля расплавленного материала по возможности должна быть меньше или совсем мала. Следует стремиться

к использованию высокой плотности мощности (10^7 — 10^8 Вт/см²) и очень коротких времен в микросекундном или наносекундном диапазонах. Преимущества появляются, в частности, при сверлении отверстий в твердых и хрупких материалах, как, например, алмаз (волока), рубин (камни для часов), сапфир, твердые сплавы, титан, сталь и кера-

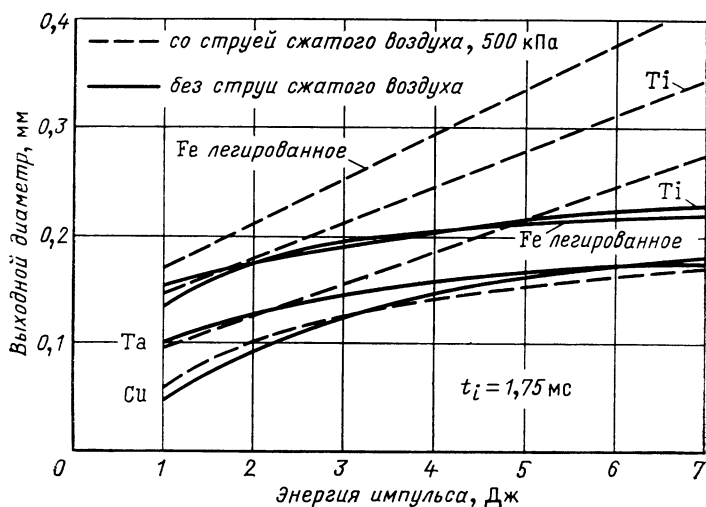


Рис. 4.27. Увеличение среднего выходного диаметра в зависимости от энергии импульса со струей и без струи сжатого воздуха [33] (t_i —длительность импульса)

мика (подложки для электроники). Минимальный диаметр отверстия достигает 3 мкм.

Точные фильеры из алмаза для изготовления проволоки (рис. 4.28) просверливаются с помощью импульсных Nd-ИАГ-лазеров. Для просверливания отверстий диаметром 0,01—2 мм достаточно иметь выходную энергию лазера 1 Дж, длительность импульса 200 мкс и частоту повторения импульсов 5—10 Гц [31]. Ниже приведены некоторые характерные примеры:

| Диаметр отверстия фильеры, мм | Толщина алмаза, мм | Число вспышек лазера | Время обработки, мин |
|-------------------------------|--------------------|----------------------|----------------------|
| 0,1 | 1 | 600 | 2 |
| 0,4 | 1 | 1900 | 6,3 |
| 0,95 | 1,5 | 3500 | 11,7 |

Сверление находит применение также при изготовлении отверстий для охлаждения на лопатках турбин и подгонки вибраторов. Типич-

ным примером является также поверхностное удаление материала в точно определенном месте быстро вращающегося ротора (частота вращения от 3000 до 30 000 мин⁻¹), точность и постоянство положений осей обеспечиваются до 0,01 мм. Наряду с лазерами со специальным оснащением для подобных технологических процессов требуется также современное управление процессом и надлежащее манипулирование

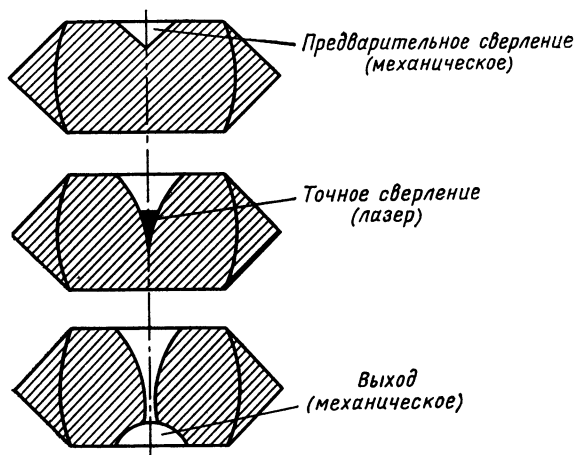


Рис. 4.28. Сверление лазером отверстий в алмазных волокнах

изделием. Сам лазер для получения воспроизводимых точных отверстий должен обладать следующими характеристиками [32]:

в широком диапазоне мощности точно управляемая и воспроизводимая энергия и форма импульса;

регулируемое распределение интенсивности излучения в фокальном пятне для чистого удаления материала, в частности, без выбросов;

высокая частота повторения импульсов;

отклонение лазерного луча для быстрого позиционирования в требуемое положение и сопровождение при движущихся деталях.

Благодаря коротким импульсам и определенному относительному движению между изделием и лазерным пучком можно удалять материал вдоль линии и осуществлять разрез материала.

4.1.5.2. Резка непрерывным лазерным излучением. Для резки материала с большой толщиной применяется CO₂-лазер. Для напыленных слоев и тонких пленок в большинстве случаев выгоднее применять Nd-ИАГ-лазер из-за более малого размера фокального пятна.

Технологию резания с применением CO₂-лазера по материалам можно разделить на три группы:

металлы — процесс резки осуществляется при использовании экзотермической реакции кислород — металл, применяется для резки стали, титана, ниобия;

материалы, которые разлагаются под действием лазерного луча (сублимационная резка), — применяется для резки бумаги, дерева, кожи, пластмасс, текстильных изделий;

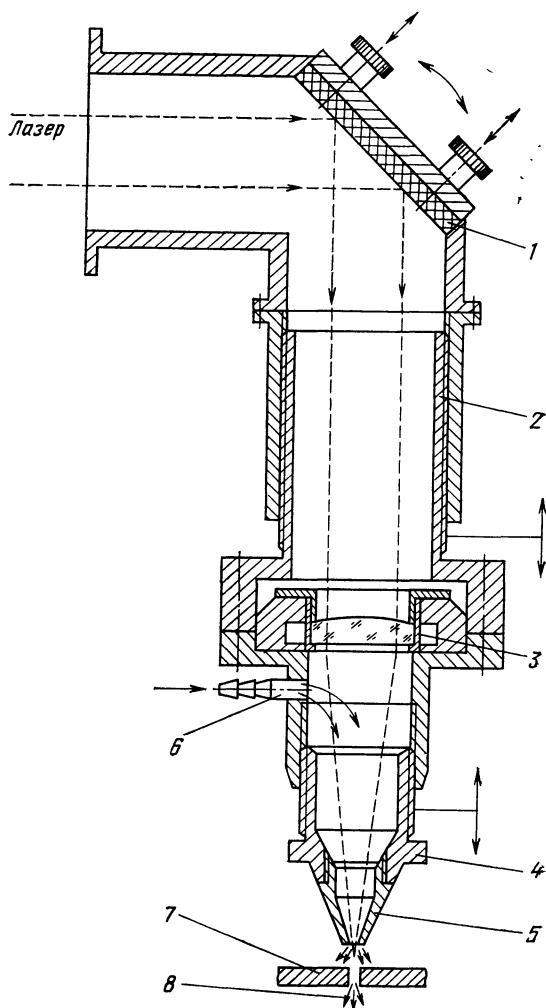


Рис. 4.29. Обрабатывающая головка для CO_2 -лазера с подачей струи газа:

1 — наклонное отражательное зеркало для направления пучка падающего излучения на фокусирующую линзу; 2 — грубое перемещение обрабатывающей головки (диапазон регулирования ≈ 50 мм); 3 — фокусирующая линза ($f=100$ мм); 4 — точная регулировка обрабатывающей головки (диапазон регулирования ≈ 10 мм); 5 — сменное газовое сопло для формирования газового потока; 6 — присоединение рабочего газа (воздух, N_2 , O_2 , Ar); 7 — изделие; 8 — выдаваемый расплав, оксиды и испаренный материал

материалы, которые расплавляются без разложения или растрескиваются под воздействием теплового удара, — применяется для обработки камней, стекла, керамики.

Для резки используется техника газовых потоков (рис. 4.29, 4.30), при этом на место падения лазерного луча коаксиально с ним на обра-

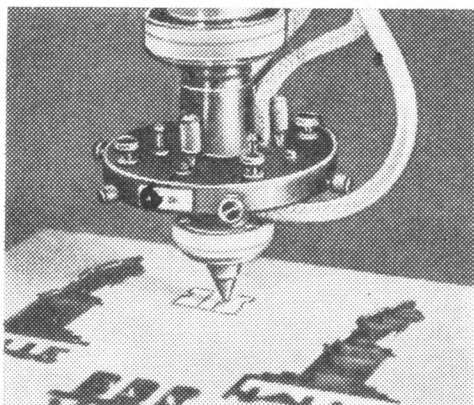


Рис. 4.30. Лазерная обрабатывающая головка для контурной резки древесно-слоистого материала

батываемый образец направляется струя газа. Сопла, в частности, геометрически выполнены таким образом, чтобы они могли создавать также ламинарные потоки со сверхзвуковой скоростью. Газовое сопло может служить также для диафрагмирования лазерного пучка. Головка резательной машины на основе CO_2 -лазера в основном работает с одиночными линзами (фокусное расстояние $f=50\div 200$ мм).

Задачами дополнительного потока газа являются:

защита фокусирующей линзы от паров, образующихся при обработке материала;

удаление паров из зазора, образующегося при резке;

иницирование и поддержание реакции окисления между железом и кислородом;

в случае необходимости защита зазора, образующегося при резке, от атмосферного воздействия путем применения защитных газов;

предотвращение воспламенения легкосгораемых материалов путем применения дополнительно химически пассивных газов;

охлаждение кромок реза;

сознательное влияние на профиль шва с помощью смеси газов при сварке в режиме глубокого проплавления.

Для неметаллов и резки металлов без кислорода применяется инертный или химически пассивный газ. Для большинства случаев для неметаллов достаточно использование воздуха в качестве дополнительно вводимого газа (табл. 4.4).

Для лазерно-кислородной резки на нагретое место подается кислород. Характерными особенностями являются узкие зазоры, образую-

Таблица 4.4. Скорость разделительной резки неметаллических изделий с помощью CO₂-лазера [SM 400 (340 Вт), дополнительно вводимый газ — воздух или N₂, фокусное расстояние линзы $f=100$ мм]

| Материал | Толщина, мм | Скорость резания, мм/мин |
|--------------------------------|-------------|--------------------------|
| Поливинилхлорид | 2 | 3000 |
| Поливинилхлорид | 6 | 1750 |
| Полиэфирное волокно (PE) | 4 | 1000 |
| ABS | 5 | 1500 |
| Полистирол | 3 | 3000 |
| PMMA (полиметилметакрилат) | 8 | 1500 |
| PMMA (полиметилметакрилат) | 10 | 1250 |
| Sprelacart | 1,2 | 3000 |
| Pertinax | 1,1 | 3000 |
| GUP | 5 | 500 |
| Древесина | 20 | 1000 |
| Слоистая древесина | 6 | 3000 |
| Слоистая древесина | 12 | 1250 |
| Стекломат 450 г/м ² | | 3000 |
| Стекломат 820 г/м ² | | 3000 |
| Промасленная бумага | 32 слоя | 3000 |
| Тонкая керамика | 1 | 2000 |

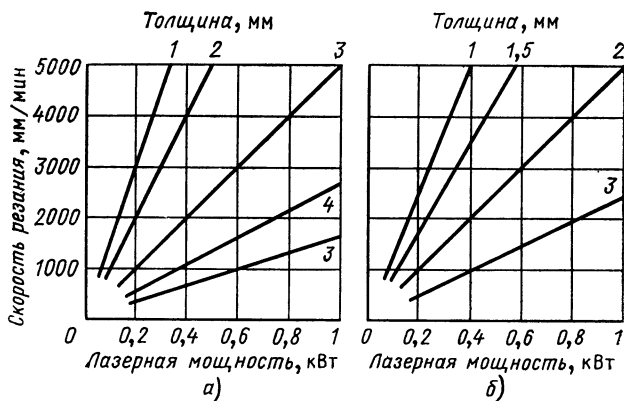


Рис. 4.31. Ориентировочные значения скорости резки CO₂-лазерами (используемая для обработки оптическая система с $f=65\div150$ мм) [28]: а — нелегированные качественные и специальные стали (как, например, сталь для глубокой вытяжки и рессорно-пружинная сталь); б — легированные и высоколегированные, химически стойкие стали

щиеся при резке, и незначительный вклад тепла (табл. 4.5, рис. 4.31).

У листа толщиной 1 мм для глубокой вытяжки глубина бороздок на поверхности реза достигает от 0,015 до 0,05 мм, а прилегающая

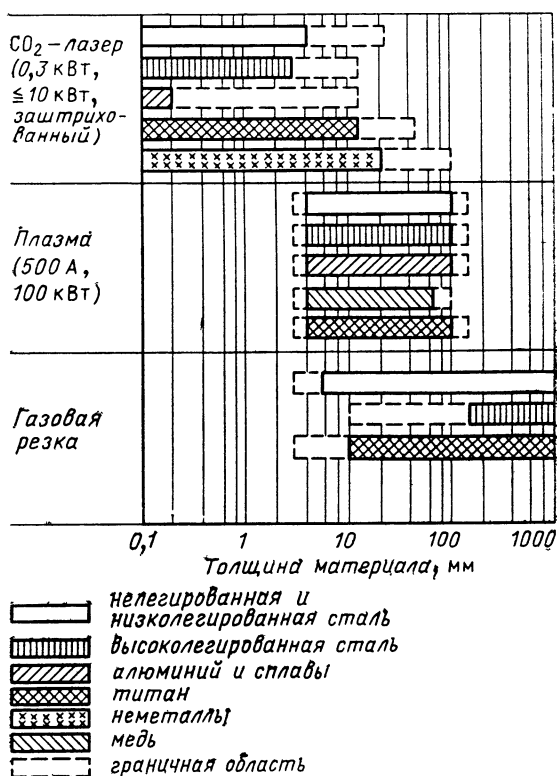


Рис. 4.32. Области применения различных способов термической разделительной резки [29]

зона теплового влияния составляет от 0,05 до 1 мм. Внешняя форма и давление струи газа, вытекающей из сопла, влияют на достижимую глубину реза и качество зазора. Возможны параллельные поверхности резания с отношением глубины к ширине 100:1. В зависимости от типа материала и его толщины ширина зазоров, образующихся при резке, достигает 0,1—0,7 мм.

При методах тепловой резки металлов лазер заполняет технологический пробел в резке материала толщиной до 4 мм (рис. 4.32). До сих пор глубина резки для неметаллов достигала примерно 50 мм.

Резка лазерным лучом — это не просто замена старой технологии на новую. Лазерную резку следует внедрять в тех случаях, когда можно использовать преимущества лазера (см. табл. 4.1) и при этом достигается улучшение всего технологического процесса. Это относится к улучшению качества резки, что позволяет отбросить некоторые предварительные или последующие технологические операции.

Примером является резка полиметилметакрилата (РММА), где

Таблица 4.5. Лазерная резка металлов (SM 400, дополнительно вводимый газ O_2 , давление газа 0,25 МПа, фокусное расстояние линзы $f = 100$ мм)

| Материал | Толщина, мм | Скорость резания, мм/мин | Ширина зазора, образующегося при резке, мм |
|--------------------|-------------|--------------------------|--|
| Сталь (Zu) | 1 | 3000 | 0,20 |
| Сталь (Gu) | 1 | 3000 | 0,20 |
| Сталь оцинкованная | 0,8 | 3000 | 0,15 |
| Сталь оцинкованная | 1 | 3000 | 0,10 |
| Сталь (Gu) | 2 | 1250 | 0,10 |
| Сталь 38 | 3 | 1000 | 0,10 |
| X8CrNiTi18.10 | 0,5 | 3000 | 0,10 |
| X8CrNiTi18.10 | 1 | 1500 | 0,10 |
| X8CrNiTi18.10 | 2 | 1000 | 0,15 |
| X8CrNiTi18.10 | 3 | 750 | 0,10 |
| Рессорная сталь | 0,4 | 3000 | 0,20 |
| Рессорная сталь | 0,6 | 3000 | 0,15 |
| Ti | 3 | 3000 | 0,50 |

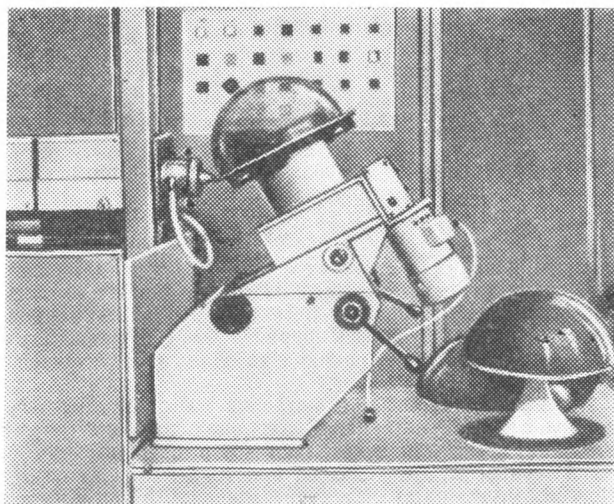


Рис. 4.33. CO_2 -лазер в комбинации с простым поворотным устройством для лазерной резки полиметилметакрилата при изготовлении настольных ламп

лазерная резка одновременно обеспечивает полированную светопрочную кромку и отпадает дополнительная полировка (рис. 4.33). Другой пример — резка и одновременное термическое заделывание кромок реза на технических тканях (рис. 4.34).

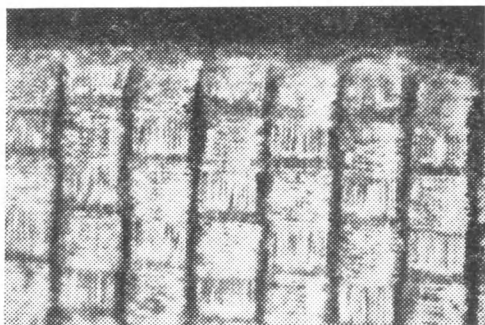


Рис. 4.34. Лазерный рез технической ткани из полиэфирных волокон, кромки реза одновременно термически обрабатываются

Большие преимущества дает лазерная резка труб из кварца для насосной установки в ламповой промышленности. Резка осуществляется за 1,5 с для труб с наружным диаметром 4 мм и толщиной стенки 0,7 мм без пыли и шума.

4.1.6. СПЕЦИАЛЬНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

При взаимодействии лазерного излучения с веществом материал нагревается, расплавляется и испаряется. В сочетании с манипулированием изделием и регулированием и контролем процесса наряду со сваркой, резкой и сверлением в промышленность внедрены или находятся еще в стадии разработки и другие технологии для широкого применения. К этим применениям следует отнести лазерную подгонку сопротивления пленочных резисторов, закалку, гравировку, надписи, скрайбирование, переплавку и глазурование.

4.1.6.1. **Лазерная обработка тонких металлических пленок.** Под тонкими пленками здесь следует понимать пленки толщиной $d=1 \div 2$ мкм. Лазерное излучение применяется:

для подгонки тонкопленочных элементов, используемых в электронике;

структурирования тонких пленок;

накопления изображения и информации.

Процесс удаления поверхностного слоя определяется параметрами лазерного излучения и свойствами пленки и подложки.

В промышленности внедрен метод подгонки пленочных резисторов излучением Nd-ИАГ-лазера. Подгонка резистора происходит путем управляемого испарения пленки до достижения номинального значения сопротивления резистора.

Лазерная подгонка толстопленочных и тонкопленочных компонен-

тов осуществляется путем сверления ряда перекрывающихся отверстий, осуществляемого за счет испарения материала резистора, при этом необходимо поддерживать незначительное тепловое воздействие на края реза. Выделение энергии в импульсе, частота их повторения, длительность и скорость резки должны быть согласованы друг с другом.

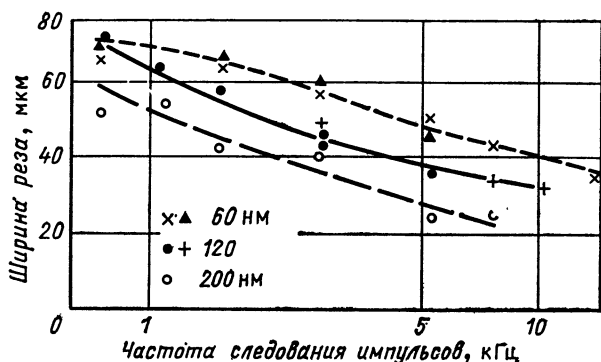


Рис. 4.35. Ширина резания в зависимости от частоты повторения импульсов для пленок из меди различной толщины (фокусное расстояние фокусирующей оптики $f=25$ мм; Nd-ИАГ-лазер) [35]

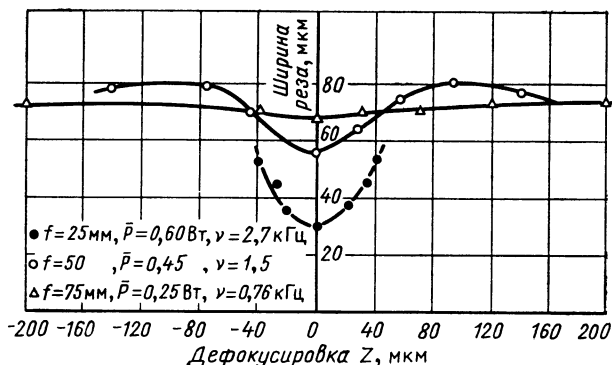


Рис. 4.36. Влияние дефокусировки Z на ширину резания для трех различных фокусных расстояний [35]

Ширину резки можно изменять частотой повторения импульсов (рис. 4.35) и дефокусировкой лазерного луча (рис. 4.36). Процесс подгонки осуществляется автоматически. В зависимости от требуемой точности подгонки имеются различные формы канавок (рис. 4.37 и 4.38). Точность подгонки достигает от 10^{-2} до 10^{-3} %. При подгонке тонко-

пленочных компонентов ширина реза в пленках (золото, тантал, серебро, никель, хромоникелевая сталь) достигает 5 мкм при скорости обработки до 75 мм/с. Длительность импульсов лежит в интервале от 150 до 200 нс.

Наряду с подгонкой толстопленочных и тонкопленочных компонентов путем частичного снятия поверхностного слоя обрабатываются так-

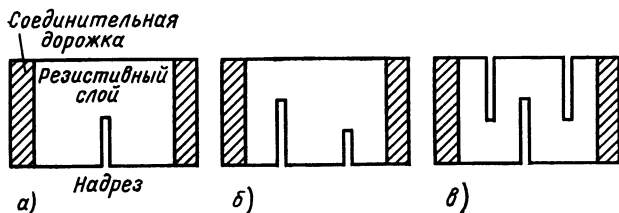


Рис. 4.37. Формы надрезов для подгонки резисторов:

а — простой прямой надрез; б — двойной надрез; в — надрез в виде меандра

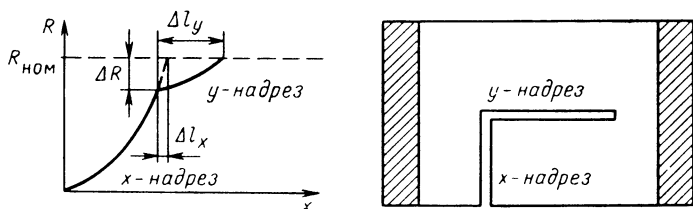


Рис. 4.38. Изменение сопротивления в зависимости от длины реза по двум направлениям (х-направление: грубая подгонка; у-направление: точная подгонка)

же резисторы цилиндрической формы, металлические пленки на феррите, кристаллы из кварца для генераторов и фильтров.

4.1.6.2. Обработка полупроводников. В полупроводниковой технологии лазер представляет интерес для проведения следующих операций [2]:

разделение полупроводниковых дисков и подложек;

надписи на полупроводниковых пластинах, контроль процесса;

рекристаллизация для заличивания дефектов, вызванных ионной имплантацией;

выращивание кристаллических тонких пленок путем рекристаллизации аморфных слоев;

улучшение структуры поликристаллических кремниевых слоев для интегральных схем;

электрическая активация примесных центров для улучшения электрических свойств слоев, легированных диффузией, и для изменения типа проводимости;

легирование и изготовление омических контактов.

При автоматическом скрайбировании керамических подложек в гибридных переключаемых схемах мощность лазерного излучения и скорость скрайбирования согласуются друг с другом таким образом, чтобы подложка легко поддавалась излому без появления термического повреждения.

**Ориентировочные значения для скрайбирования
импульсным CO₂-лазером**

| Материал | Толщина, мм | Скорость скрайбирования, мм/с | Глубина скрайбирования, мкм |
|----------|-------------|-------------------------------|-----------------------------|
| Керамика | 0,635 | 100 | 200 |
| Керамика | 1,0 | 60—70 | 250 |

Ширина следа достигает примерно 80 мкм.

Для скрайбирования керамики более широко используются CO₂-лазеры, чем другие типы лазеров. CO₂-лазер представляет альтернативу для скрайбирования алмазом, резке с использованием суспензии, химического травления. Для кристаллических пластинок из кремния скорости скрайбирования могут достигать до 400 мм/с при ширине следа 30—60 мкм.

При микрообработке Nd-ИАГ-лазер имеет следующие преимущества: небольшое количество энергии, отсутствие вакуума, большая селективность по отношению к материалу, хорошая управляемость и точное позиционирование лазерного луча (размер структуры 3 мкм).

Для маркировки пластин применяется Nd-ИАГ-лазер, а для надписей на элементах — преимущественно CO₂-лазер.

Отжиг дефектов легирования полупроводников лазерным излучением (лазерный отжиг) при процессах расплавления и рекристаллизации для определенных применений дает преимущества по сравнению с обычными термическими процессами. Как с импульсными, так и с непрерывными лазерами достигаются высокие рабочие скорости и выгодные свойства полупроводников.

При непрерывном облучении Nd-ИАГ-лазерами или аргоновыми лазерами получают гладкие, совершенно бездефектные поверхности, полная рекристаллизация и полная электрическая активация. Облучение импульсными лазерами дает бездефектные поверхности и хорошую рекристаллизацию при незначительных остаточных повреждениях, которые объясняются пространственной неоднородностью облучения, более высокими плотностями энергии и более высокими скоростями охлаждения.

Термообработка и лазерный отжиг переключаемых схем (отжиг в твердой и жидкой фазах) аморфных и поликристаллических пленок дают следующие преимущества [2]:

отжиг областей с ионной имплантацией происходит с точным пространственным управлением в диапазоне микрометров;

устранение дефектов структуры (остаточные разрушения меньше 1 мкм);

профиль легирования может близко соответствовать исходному профилю;

гомогенизация легирующих добавок происходит в пределах нужной пространственной области.

4.1.6.3. **Термообработка (закалка).** Закалка может быть осуществлена с помощью импульсного или непрерывного лазерного излучения. Охлаждение происходит лишь за счет теплопроводности твердого тела. Время охлаждения по порядку равно времени нагрева. Точно определенное повышение температуры можно получить в очень маленьких областях.

Для селективной закалки более крупных изделий применяются СО₂-лазеры с выходной мощностью в киловаттном диапазоне. В зависимости от материала и размеров изделия необходима выходная мощность лазерного излучения 1—5 кВт для глубины закалки больше 0,7 мм.

Пример. На автоматической установке, предназначенной для закалки валов, осуществляют частичную закалку валов диаметром 6,4—16 мм и длиной 100—610 мм в опорных местах. У валов из материала С 60 была достигнута глубина закалки 0,4 мм. Была достигнута твердость по Роквеллу 62—64.

Преимущества лазерной закалки валов:

очень малая деформация (± 75 мкм);

не требуется выполнения дополнительных работ;

повышение срока службы до трех раз по сравнению с обычным временем износа.

Закалка осуществляется путем сканирования сфокусированным или расфокусированным лазерным лучом. Форма пучка излучения может быть прямоугольной или в виде другой геометрической фигуры.

При поверхностной закалке изделий из углеродистой стали и чугуна при плотности мощности лазерного излучения 10^6 Вт/см² и ширине следа 1—10 мм достигнута глубина закалки 0,5—1 мм. Примеры изделий, подвергающихся лазерной закалке, приведены на рис. 4.39.

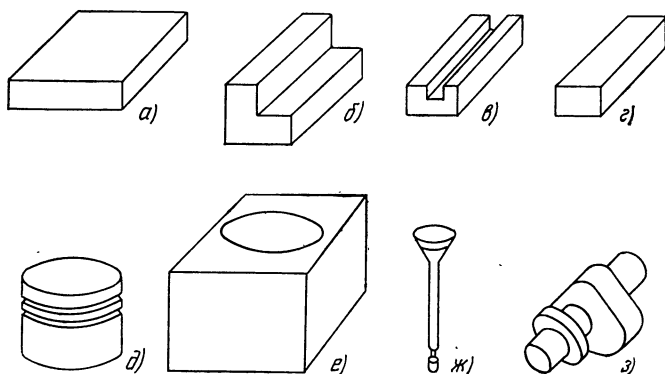


Рис. 4.39. Примеры деталей для лазерной закалки [36]:

а — поверхность; б — уголок; в — канавка; г — грань; д — наружный диаметр; е — внутренний диаметр; ж — клапан; з — распределительный вал

Преимущества закалки лазерным излучением [36]:

возможна частичная закалка в пределах определенной области поверхности, отпадает проблема рассеяния поля, которая имеет место при индукционной закалке;

Т а б л и ц а 4.6. Обзор технологически применяемых способов лазерной термообработки [5]
 $(T_B$ — температура при термообработке, T_S — температура плавления или начала плавления, T_V — температура испарения)

| Диапазон температур при термообработке | Способ | Термофизический процесс | Применение |
|---|---------------------------------------|---|---|
| Термообработка в твердом агрегатном состоянии, $T_B < T_S$ | Поверхностная закалка | Кратковременный быстрый нагрев тонких поверхностных слоев лазерно-облученных участков материала в области аустенита, образования мартенсита вследствие самозакалки, наступающей непосредственно после окончания лазерного облучения (за счет теплопроводности в холодный основной материал) со сверхкритической скоростью охлаждения | Изменения твердости в результате фазового превращения железоуглеродистых сплавов (сталь, чугун) |
| Термообработка в жидком агрегатном состоянии, $T_S \cong T_B < T_V$ | Отжиг

Поверхностная переплавка | Кратковременный быстрый нагрев тонких поверхностных слоев лазерно-облученных участков материала выше температуры рекристаллизации, благодаря чему устраняются дефекты кристаллической решетки

Кратковременное быстрое расплавление тонких поверхностных слоев лазерно-облученных участков материала, быстрое затвердевание непосредственно после окончания лазерного | Рекристаллизация ионно-имплантированных полупроводниковых веществ и металлов или сплавов с наклепом

Получение очень тонких микрокристаллических структур, расширение областей твердых растворов, растворение определенных фаз, гомогенизация по- |

облучения (вследствие теплопроводности в холодный основной материал)

Поверхностное легирование

Кратковременное быстрое расплавление тонкого поверхностного слоя участков материала с предварительным нанесением незначительного слоя легирующих компонентов, включая ускоренное перемешивание и образование сплава из основного материала с легирующими компонентами, быстрое затвердевание непосредственно после окончания лазерного облучения (вследствие теплопроводности в холодный основной материал)

Нанесение покрытия

Кратковременное быстрое расплавление тонкого поверхностного слоя участков материала с предварительным нанесением более толстого слоя дополнительных компонентов без полного сплавления основного материала с добавочными компонентами, затем быстрое затвердевание после окончания лазерного облучения (вследствие теплопроводности в холодный материал)

верхностных областей, уплотнение тонких покрытий и сглаживание шероховатых поверхностей металлов или сплавов, изготовление аморфных слоев у определенных сплавов («металлические стекла»)

Легирование поверхностных областей металлов или сплавов различными компонентами

Нанесение покрытий из различных материалов на металлы и сплавы при обеспечении высокой прочности сплеления с основным материалом

термообработка ограничивается наружными слоями, свойства центральной части изделия остаются неизменными;

поглощение тепла изделием небольшое, отсутствует коробление изделий;

возможна термообработка механически обработанных изделий, при этом поверхности не повреждаются;

возможна термообработка изделий сложной формы;

лазерный процесс — самозакаливающийся, охлаждающего средства или ванны не требуется;

термообработке могут подвергаться изделия из стали с низким содержанием углерода;

способ пригоден для всех материалов, обрабатываемых обычным способом.

4.1.6.4. Улучшение характеристик материала переплавкой. Наряду с закалкой на свойства поверхности металлов целенаправленно можно оказывать влияние также путем переплавки. Образование дендрита на поверхности, вызванное лазерным излучением, обуславливает быстрый рост микротвердости. Благодаря этому изменяются механические, коррозионно-химические и трибологические свойства поверхности. Связь между временем воздействия и плотностью мощности показана на рис. 4.40, табл. 4.6.

Пример. Лазерная переплавка поверхностей из серого чугуна приводит на глубине 0,1—0,2 мм к повышению твердости по Виккерсу до 920 по сравнению с твердостью соседнего слоя по Виккерсу 520 и 300 для основного материала, оставшегося без изменения. При переплавке путем добавок из порошков (бор, стеллиты, карбиды) могут быть получены тонкие износостойчивые покрытия. У стали X5CrNi 18.9 бла-

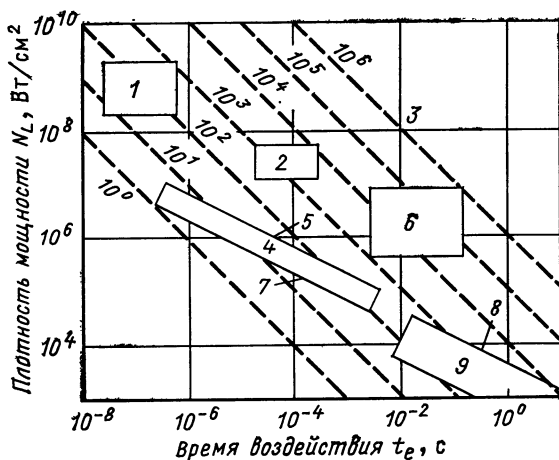


Рис. 4.40. Связь между требуемой плотностью мощности, удельным расходом энергии и временем взаимодействия между лазерным излучением и материалом:

1 — ударная закалка; 2 — сверление; 3 — характерная плотность потока энергии, Дж/см²; 4 — поверхностный переплав; 5 — поверхностное испарение; 6 — сварка с глубоким проплавлением; 7 — поверхностное наплавление; 8 — поверхностное расплавление; 9 — закалка

годаря легированию в расплавленном состоянии с помощью порошкообразного бора получен слой толщиной примерно 0,1 мм с крайне высокой твердостью по Виккерсу (1400).

Если повысить скорость охлаждения с 10^2 до 10^6 К/с, то на поверхности металлов образуются аморфные структуры. Этот процесс называется также остекловыванием материала (лазерное остекловывание). Области остекловывания простираются на глубину примерно 20 мкм.

4.1.6.5. Гравировка и надписи. Для обозначения корпусов из пластмассы, пластинок из кремния, цифровых часов, нержавеющей стали, поршневых колец, электростимуляторов сердца, инструментов переключателей, конденсаторов, драгоценностей, схем, деталей машин и самолетов оправдали себя лазерные системы для выполнения надписей. Nd-ИАГ-лазер в сочетании с микропроцессорами и манипулированием изделием позволяет наносить маркировку на полях 50×50 мм с размером надписей 0,25—4 мм и скоростью 6 знаков в секунду, при этом материал испаряется или расплавляется. Шрифтовые знаки прорисовываются непрерывной линией, в виде точечного раstra или с помощью отображения маски. Изготовление гравированного обрезиненного валика с помощью лазера является внедренной технологией.

В стекольной промышленности лазерная гравировка с помощью CO_2 -лазеров является очень рациональным методом для выполнения декоративных работ (рис. 4 41). Благодаря покрытию непоглощающим



Рис. 4.41. Изготовление узора на стекле, фарфоре и деревянных тарелках путем облучения CO_2 -лазером [37]

металлическим шаблоном путем построчного сканирования достигается практически теневая картина на стекле за счет частичного испарения.

Аналогичным образом можно получать изображения на фарфоре, гипсе и дереве.

4.1.6.6. Перспективы развития. Многие технологии лазерной обработки материалов, как, например, сварка, резка, сверление и закалка,

разрабатывались для использования в промышленных условиях. С исследованием новых типов лазеров повышением мощности Nd-ИАГ-лазера и CO_2 -лазера, а также с усовершенствованием лазерных вспомогательных элементов в традиционных областях открываются новые возможности. К ним следует отнести сварку в режиме глубокого проплавления и резку все более толстых материалов, а также резку без дополнительно вводимого газа за счет быстрого испарения. Следует ожидать, что в дальнейшем будут расширяться возможности за счет использования других длин волн и более высокой выходной мощности. Возможны более эффективные связи с роботизированными системами и включение лазеров в производственные системы. В некоторых областях, например при подгонке в микроэлектронике, лазер является незаменимым инструментом. Кроме того, лазер в будущем должен конкурировать с обычной технологией производственных процессов и другими лучевыми методами (электронно-лучевой метод и метод плазменной струи).

Стимулируется внедрение лазеров во все новые области. Возрастающий интерес к эксимерным лазерам связан с возможностью получения коротких импульсов для обработки материалов (фотолитография).

Следует ожидать, что в будущем лазерное излучение будет использоваться также при осаждении из газовой фазы (например, для достижения определенных поверхностных свойств и изготовления новых материалов — синтез твердых материалов).

Благоприятные возможности для обработки материалов и возможность цифрового управления всеми существенными параметрами процесса делают лазер термическим инструментом, который хорошо подходит для автоматического гибкого производства и производства с небольшим числом обслуживающего персонала.

4.2. МЕТРОЛОГИЯ

4.2.1. ПРОВЕШИВАНИЕ ЛИНИЙ И УПРАВЛЕНИЕ [39—53]

Применение высокомеханизированных способов производства при разработке месторождения, в строительстве, судостроении, при разработке открытым способом, в машиностроении и других отраслях промышленности привело к повышению требований к способам измерения, контроля и управления и системам приборов в части точности, скорости измерения, интеграции в производственный процесс, быстрой обработки результатов измерения в целях получения информации для корректирования и управления при автоматизации, большого объема работ по проведению измерений и затрат на обработку результатов измерений, перехода от простой регистрации к непосредственному воздействию на процесс.

Многие до сих пор распространенные способы измерения и контроля (зрительная труба, нивелир, теодолит и т.д.) не удовлетворяют этим требованиям. Это относится прежде всего к таким способам производства, которые связаны с быстрым прогрессом в строительстве или с большими и частыми перемещениями рабочих машин. Особые свойства луча лазера как «безмассовой» опорной линии или плоскости, а также высокая интенсивность света, направленность и возможность модуляции делают его эффективным прежде всего для провешивания линий и управления, реализуемых в одном направлении или плоскости,

которые можно подразделить на четыре класса, где лазерное излучение используется в качестве направляющего луча или опорной плоскости в инженерно-геодезической технологии и контроле, направляющей линии или плоскости для монтажных и юстировочных процессов, направляющего луча или плоскости для управления динамическими процессами, опорной линии или плоскости для обнаружения деформаций.

Лазерный луч образует активную оптическую опорную ось или плоскость, которая может быть определена визуально с помощью визируемой марки или фотоэлектрического приемника.

Для задач провешивания линий и управления в настоящее время используется He-Ne-лазер благодаря его высокому технико-технологическому уровню развития, причем разработка новых лазерных приборов, как, например, лазерного указателя направления (лазерный визир), лазерного нивелира, лазерного надир-зенит-проектора, лазерного теодолита и лазерного проектора с оптическим преобразователем направления (ОПН) открыла новые области применения.

Наиболее широко развито применение лазерной техники в строительстве. Многочисленные фирмы предлагают лазеры в качестве указателей направления для строительных и монтажных работ (прокладка труб, строительство каналов и тоннелей, строительство жилых зданий) и для автоматического управления строительными машинами (бульдозеры, автогудронаторы и бетоноотделочные машины).

4.2.1.1. Конструкция лазерных приборов (строительный лазер). Свойства излучения He-Ne-лазера — малая расходимость, монохроматичность (красный свет), модулируемость и высокая плотность излучения — дают возможность получения направляющих лучей, которые используются на расстоянии до 100 м и более для целей измерения, строительного-монтажных работ (рис. 4.42).

Условия применения лазерных приборов в промышленности, в частности в строительстве, ставят высокие требования к механической стабильности и надежности, стабильности и направления лазерного излучения, сроку службы источника излучения, дальности действия и точности, комфорту обслуживания и удобству ухода, размерам и массе, электрической безопасности.

Основные технические характеристики лазерного указателя направления

| | |
|---|-----------------------------------|
| Мощность излучения, мВт | 1—2 |
| Срок службы лазерной трубки, ч | По меньшей мере
10 000 |
| Диаметр луча без систем расширения пучка, мм | ≈ 1 |
| Расходимость луча, мрад | 0,5 |
| Увеличение оптической системы | 15 [*] и 30 [*] |
| Напряжение питания прибора | 12 В-/220 В, сеть
± 10 % |
| Потребляемая мощность, Вт | 20—30 |
| Прибор обеспечивает нормальную работу при температуре, °С | От —20 до +45 |
| Степень защиты | IP 54 |
| Масса, кг | 1—2 |

Механическая конструкция: надежная, пылезащищенная, водонепроницаемая, ударопрочная, компактная, незначительные размеры

Из основной конструкции газового лазера для лазерного указателя направления вытекает необходимость дополнительных оптических и механических элементов.

Устройство формирования пучка. Оптическая система расширения пучка. Выходящий из лазерного резонатора гауссов пучок, применяемый для задач провешивания линий и управления He-Ne-лазера, имеет, вообще говоря, диаметр $2\omega_0 \leq 1$ мм и расходимость $\theta_0 \geq 0,5$ мрад. Поэтому без дополнительной оптической формиру-

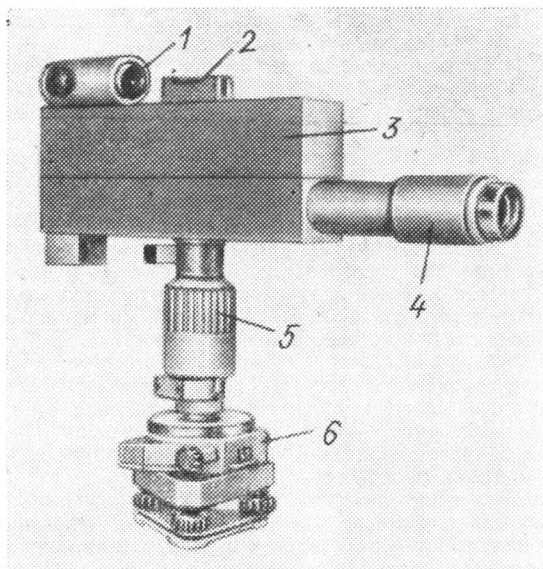


Рис. 4.42. Лазер для задания направления типа LF1 Народного предприятия Carl Zeiss, Йена, ГДР; технические характеристики: мощность 0,8 мВт; диаметр пучка без оптики 0,9 мм, с увеличением 15×13 мм, с увеличением 30×26 мм; расходимость пучка 0,5 мрад; дальность действия с визирной маркой днем 500 м, ночью 1 км; принадлежности: визирные марки, цилиндрические линзы:

1 — труба-искатель; 2 — цилиндрический уровень $30''$; 3 — лазер; 4 — коллиматор; 5 — регулировка по высоте 5 см; 6 — основание

ющей системы нельзя получить пучок, который распространялся бы на расстояниях нескольких сот метров почти параллельно и имел бы достаточно большую плотность излучения для определения положения пучка с помощью приемных устройств (визируемые марки, масштабная линейка, дальномерная рейка) или фотоэлектрических датчиков. Для уменьшения расходимости лазерного излучения применяются преимущественно телескопические системы с 15- и 30-кратным увеличением. Телескоп увеличивает радиус пучка ω_0 до значения $\Gamma\omega_0$ и уменьшает угол расходимости до значения θ_0/Γ (рис. 4.43).

Точность координирования опорного пучка в основном зависит от плотности лазерного излучения в месте наблюдения или в точке измерения. При использовании визируемых марок (визуальный способ опре-

деления местоположения) достигаемая дальность действия и точность зависят, кроме того, от фонового излучения (солнечный свет, освещение). Для повышения плотности излучения (уменьшение поперечного сечения пучка) применяется фокусирующая оптическая система, в которой фокусирующая линза перемещается с помощью регулируемого привода из телескопической установки. В зависимости от перемещения

Рис. 4.43. Зависимость радиуса пучка w от измеренного расстояния z для телескопа с различным увеличением Γ

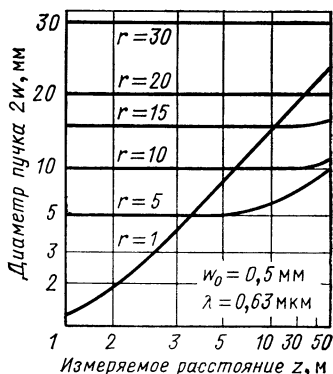
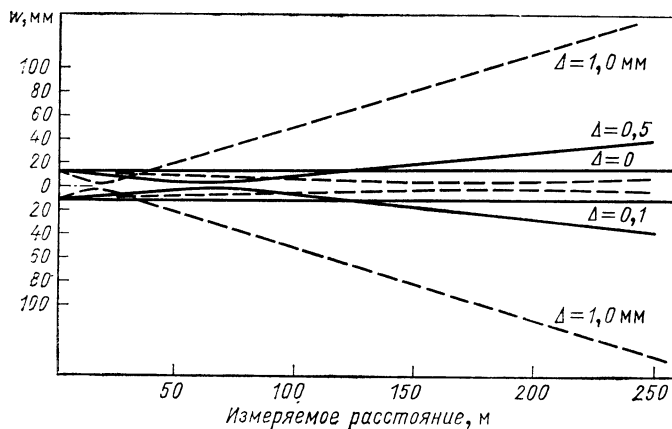


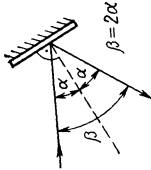
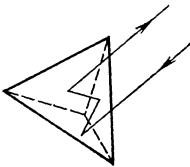
Рис. 4.44. Принцип действия фокусирующей системы расширения пучка ($\Gamma=30$) в зависимости от перемещения Δ фокусирующей линзы



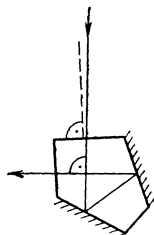
фокусирующей линзы можно сфокусировать лазерный пучок на расстояниях от нескольких метров до нескольких сотен метров в пятно диаметром несколько миллиметров (рис. 4.44).

Оптические системы для отклонения и деления пучка. В ряде строительно-монтажных технологий процессов в строительстве, машиностроении и судостроении применяются оптические отклоняющие системы и делители пучка для:

Т а б л и ц а 4.7. Принцип действия отклоняющих элементов и делителей светового пучка

| Отклоняющие оптические элементы | Принцип действия, применение |
|--|---|
| <p data-bbox="249 1270 275 1437">Зеркало $\beta = 2\alpha$</p>  | <p data-bbox="249 97 373 831">Ретроотражение падающего направляющего луча к лазеру: вспомогательное устройство для ориентирования других оптических элементов, например пентапризмы; монтаж и юстировка частей машин и групп машин в машиностроении и при изготовлении приспособлений</p> |
| <p data-bbox="578 895 603 1437">Трехгранное зеркало (угловой отражатель)</p>  | <p data-bbox="578 97 653 855">Падающий направляющий луч (плоскость) после двукратного зеркального отражения направляется параллельно смещенным к лазеру:</p> <p data-bbox="653 97 798 807">ориентирование лазера на точку визирования с угловым отражателем; лазер точно ориентирован, если регистрируется максимум в отраженном сигнале; отражатель для электрооптического измерения расстояния, неподвижный или смещающийся (E — измерение без прерывания)</p> |

Пентапризма

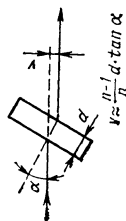


Отклонение падающего направляющего луча на фиксированный угол независимо от угла падения луча
Нормальный случай 100 гон:

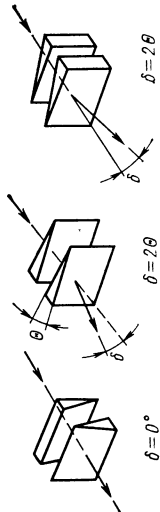
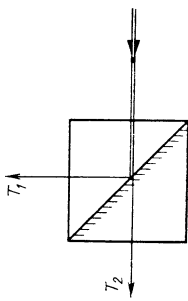
отклонение горизонтального луча на вертикальный луч и наоборот;
отклонение в пределах опорной плоскости, например продольная ось сооружения отклоняется в качестве поперечной оси

Плоскопараллельная пластина

$$v = \frac{n-1}{n} d \tan \alpha$$



Выходящий направляющий луч после двукратного преломления распространяется параллельно падающему лучу:
параллельное смещение v зависит от толщины d стеклянной пластины, угла падения α и показателя преломления n стекла; измерения с высокой точностью малых перемещений и разностей положений в машиностроении и при строительстве электростановок;
измерения деформации деталей и сооружений

| Отклоняющие оптические элементы | Принцип действия, применение |
|--|---|
| <p data-bbox="264 989 295 1452">Пара вращающихся оптических клиньев</p>  | <p data-bbox="264 98 336 885">Падающий направляющий луч при одинаковом или противоположном вращении клиньев (Θ — угол клина) отклоняется на угол δ.</p> <p data-bbox="336 98 466 885">Максимальное отклонение достигает $\delta = 2\Theta$: отклонение лазерного луча на малый угол относительно опорной оси; задание изменений направления и наклона при проходе туннелей, в мелиорации и т. д.</p> |
| <p data-bbox="616 1149 647 1452">Делитель светового пучка</p>  | <p data-bbox="616 98 688 885">Направляющий луч падает на полупрозрачную отражающую поверхность и разделяется на два частичных пучка T_1 и T_2, которые распространяются перпендикулярно друг другу.</p> <p data-bbox="688 98 740 885">Распределение интенсивностей: $T_1 : T_2 = 50\% / 50\%$ (обычный случай);</p> <p data-bbox="740 98 896 885">одновременное получение ортогональных направляющих пучков; комбинация опорных линий в горизонтальной и вертикальной плоскостях; ортогональная проекция опорных осей при разбивке в жилищном строительстве и судостроении</p> |

получения параллельных и (или) ортогональных опорных линий (например, продольная и поперечная оси сооружения) с возможно меньшим числом лазерных приборов;

создания боковых контрольных точек для проверки лазера, используемого в строительстве, на изменение положения, если отсутствует непосредственный контроль первоначального направления;

установки лазера, используемого в строительстве, по удаленным точкам визирования, которые труднодостижимы вследствие большого расстояния или требуют радиосвязи (например, визируемые точки на противоположном берегу реки или озера или в воде);

создания неподвижной системы осей для повторяющихся монтажных операций (например, монтаж судна из предварительно изготовленных секций на стапеле или в монтажном цехе);

установка лазера, используемого в строительстве, вне оптимального местоположения из-за отсутствия места для манипуляций со светом, опасности из-за транспортных работ, вибрации или наклона местности в виде дополнительных элементов на лазере, используемом в строительстве, или отдельно в виде самостоятельной конструкции или в различных комбинациях.

В табл. 4.7 представлены отклоняющие системы (рис. 4.45) и делители пучка, применяемые для проведения направляющих линий и управ-

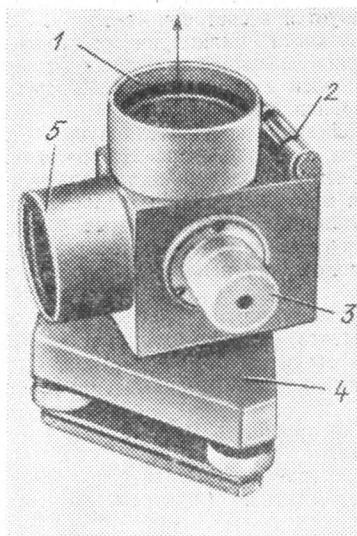


Рис. 4.45. Оптическое устройство для отклонения светового пучка на 90° (Строительная академия, ГДР):

1 — защитные стекла; 2 — цилиндрический уровень; 3 — цапфа; 4 — основание

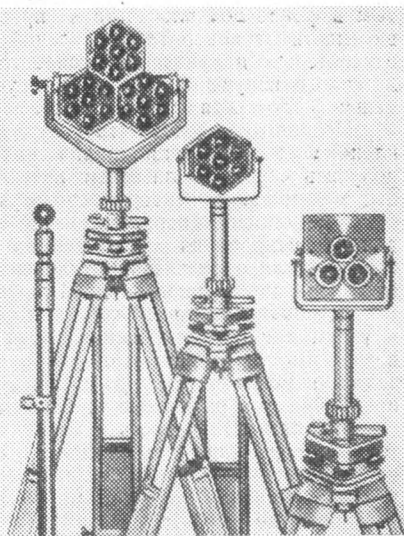


Рис. 4.46. Комбинации уголковых отражателей

ления, на рис. 4.46 показано несколько комбинаций из трехгранных отражателей.

Цилиндрические линзы. Опорные плоскости для задания направляющей линии и управления (например, позиционирование смещенных по высоте конструкций, сопровождение строительных машин, нивелирование) образуются с помощью цилиндрических линз (рис. 4.47). В цилиндрической линзе лазерный луч фокусируется в одной

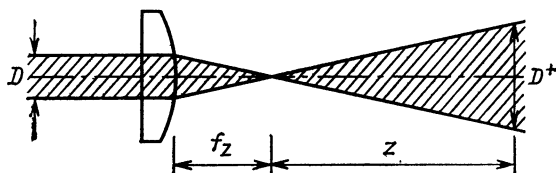


Рис. 4.47. Принцип действия цилиндрической линзы $D^+ \approx Dz/f_z$

плоскости (фокальной плоскости), тогда как в другой плоскости, проходящей перпендикулярно первой, он остается неотклоненным. Поэтому после прохождения луча через такую линзу он получается растянутым в фокальной плоскости и преобразуется в световой сектор. В зависимости от поворота фокальной плоскости цилиндрической линзы относительно направления распространения лазерного излучения сектор лазерного излучения может быть установлен в горизонтальной, вертикальной плоскостях или наклонно под произвольным углом.

Используя соответствующую комбинацию из делителя пучка, отклоняющих призм и цилиндрических линз с помощью проектора можно получить «крест из лазерных нитей». Секторные поверхности, полученные с помощью проектора, используются в качестве опорных плоскостей (система опорных координат) для монтажных и юстировочных работ, для ориентирования проходческих агрегатов и строительных машин, а также для определения отклонения положения в направлении x и y относительно заданной опорной линии.

Установочные приспособления. К установочным приспособлениям и узлам для ориентирования луча (высота, наклон, опорная линия) в зависимости от различной технологии строительно-монтажных работ, задач измерения и управления и применяемых лазерных приборов предъявляются различные требования:

высокая устойчивость и механическая прочность (стационарные бетонные опоры или стальные конструкции);

простота исполнения, незначительные транспортные затраты, быстрое перемещение, простой монтаж и демонтаж (штативы, консоли, установочные плиты);

универсальное использование (универсальные штативы с регулировкой по высоте, консоли и распорки с регулировкой длины);

соответствие требованиям технологии строительных работ (специальным приспособлениям);

точное горизонтальное и вертикальное ориентирование с углом наклона $\pm 15^\circ$ с точным перемещением;

возможность горизонтального вращения на 360° ;

точное и плавное перемещение по высоте лазера в интервале от 0 до 50 см;

надежное фиксирование установленного положения.

Узлы для стабилизации положения. Универсальная применимость лазерных приборов и достижимая точность измерения в основном определяются стабильностью направления и наклона установленной оси луча. У первых лазерных приборов, которые применялись для задач провешивания опорных линий, задание и контроль опорных линий осуществлялись с помощью измерительных уровней и ранее определенных визируемых точек. Установленное при данных условиях положение опорной линии должно время от времени контролироваться, поскольку внешние воздействия (вибрации, колебания температуры, наклоны, влияние ветра и т. д.) приводят к нежелательным изменениям положения, в частности, установленной опорной линии, наклона. «Оседание» или «смещение» лазерного луча могло быть определено и откорректировано лишь после контроля измерительного уровня на лазерном приборе или контрольных щитах. Поэтому были неизбежны нарушения в ходе строительно-монтажных работ, связанные с недостаточным контролем и корректированием положения опорной линии, неконтролируемые изменения положения приводили к ошибкам в строительстве. Поэтому для автоматического контроля и установки горизонтального выровненного лазерного опорного пучка применяются самоустанавливающиеся системы, которые предназначены для автоматической компенсации изменения положения опорного лазерного луча. У внедренных в строительной практике лазерных приборов применяются различные самоустанавливающиеся системы: механические компенсаторы, оптические компенсаторы и электронные компенсаторы.

В оптических компенсаторах используется преломление света в жидкостной линзе в сочетании с двумя отклоняющими зеркалами для корректировки угла наклона, при этом жидкостная призма действует как отклоняющая призма. При точном горизонтальном положении лазерного прибора лазерный луч проходит жидкостную призму (специальная жидкость с показателем преломления $n=1,5$) без изменения направления. Если луч лазера изменяет свое направление на угол α , то тогда жидкостная призма действует как оптический клин и отклоняет луч на угол $-\alpha/2$. Отражение на втором зеркале вызывает отклонение на угол $-\alpha$, благодаря чему снова достигается исходное положение (горизонт).

Недостаток: требуемая точность установки и связанная с этим чувствительная оптико-механическая конструкция жидкостных и маятниковых компенсаторов предъявляет высокие требования к устойчивому и надежному механическому исполнению этих самоустанавливающихся систем.

Электронные компенсаторы имеют «электронный уровень», в котором положение пузыря в цилиндре считывается электрооптическими датчиками. Если пузырь уровня отклоняется от центрального положения равновесия, то с помощью датчиков формируется управляющий сигнал к электромеханическому исполнительному приводу, который изменяет положение лазерного прибора до тех пор, пока электронный уровень не окажется снова в горизонтальном положении. (Преимущество: большой диапазон автоматической установки в горизонтальное положение $\pm 8^\circ$.) Для достижения заданного направления лазерные приборы устанавливаются грубо (с помощью круглого уровня малой точности). Электронный уровень позволяет реализовать конструкцию самоустанавливающихся систем, которые при регулируемых углах наклона $\pm 20^\circ$ автоматически компенсируют изменения положения ла-

зерного опорного луча. Пример самоустанавливающегося лазера приведен на рис. 4.48.

4.2.1.2. Лазерные нивелиры. Лазерные нивелиры применяются для измерения превышений, высотного положения конструкций, нивелирования поверхности и для указания и позиционирования элементов конструкции. Они создают горизонтальную или наклонную под определенным углом опорную линию или плоскость.

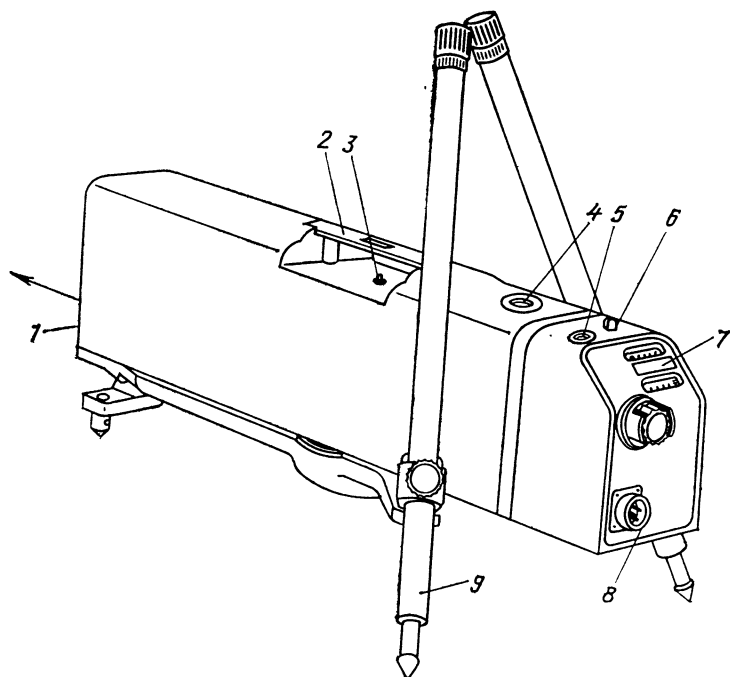


Рис. 4.48. Самоустанавливающийся лазер SL-5 фирмы AGL (технические характеристики: выходная мощность 1—2 мВт; диаметр пучка 10 мм на расстоянии 150 м; диапазон установки $\pm 14^\circ$; диапазон наклона $-5 \div +20\%$; точность установки $\pm 0,002\%$):

1 — лазерный луч; 2 — ручка; 3 — свет на оси; 4 — освещенный уровень; 5 — юстировочный винт; 6 — вспомогательный элемент; 7 — освещенная цифровая индикация; 8 — подключение к источнику питания, к устройству управления и дистанционного обслуживания; 9 — штатив

Исходящий от лазерного нивелира опорный луч (при применении цилиндрических линз — опорная плоскость) служит в качестве базиса для высотного монтажа, юстировки, позиционирования или указания заданной высоты. При лазерном нивелировании различают приборы без автоматической установки в горизонтальное положение линии визирования, с автоматическим нивелированием и с установкой наклона линии визирования и автоматической компенсацией независимо от установленного наклона.

Лазерные нивелиры без автоматической юстировки в горизонтальное положение устанавливаются с помощью жидкостных уровней (цилиндрических уровней) с высоким угловым разрешением. При этом ось лазерного пучка точно отъюстирована параллельно оси цилиндрического уровня, т. е. при установке пузырька уровня в нулевое положение лазерный луч проходит в горизонтальном направлении. Пример такого нивелира показан на рис. 4.49.

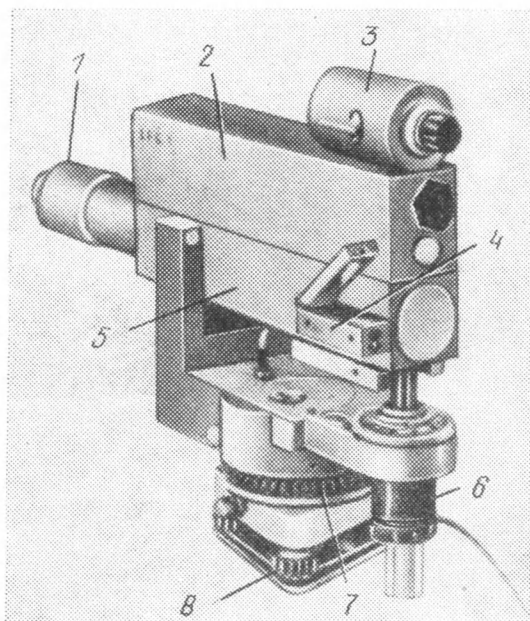


Рис. 4.49. Лазерный нивелир типа LFG1 Народного предприятия Carl Zeiss, Йена, ГДР (технические характеристики: выходная мощность 0,8 мВт; срок службы 10 000 ч; система расширения пучка $15\times$ или $30\times$; диапазон наклона $\pm 10\%$; точность установки $\pm 0,005\%$; лимб 360° ; цена деления 1° ; точность $0,1^\circ$; диапазон рабочих температур $-25 \div +45^\circ\text{C}$; принадлежности: цилиндрические линзы, устройство вертикального перемещения, визирные цели):

1 — системы расширения пучка; 2 — электронный блок; 3 — труба-искатель; 4 — цилиндрический уровень; 5 — лазерная трубка; 6 — винт для измерения наклона; 7 — лимб; 8 — подъемный винт

Оптико-механические конструкции лазерного нивелира с автоматической установкой в горизонтальное положение очень различны. Можно выделить две группы:

нивелиры с лазерной насадкой или лазерным окуляром;
автоматические лазерные нивелиры.

При нивелировании с лазерной насадкой или лазерным окуляром

классические геодезические нивелиры образуют основную конструкцию.

Благодаря встроенному в лазерный окуляр (рис. 4.50) делителю пучка излучаемый лазером свет направляется в световоде (волоконная оптика) в зрительную трубу нивелира. В результате этого лазерный свет проецируется в направлении оптической линии визирования в пространство. Лазерный окуляр превращает невидимую линию визирова-

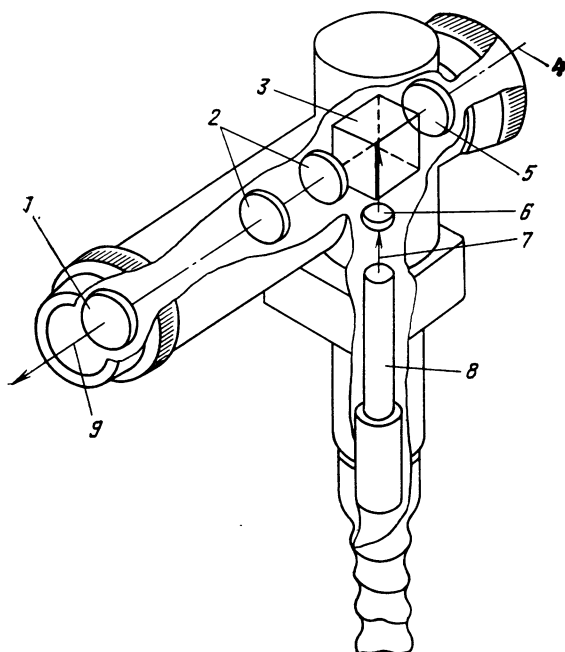


Рис. 4.50. Устройство лазерного окуляра GLO-2 (фирма Wild Heerbrugg):

1 — пластина с крестом нитей; 2 — линзы; 3 — делитель пучка; 4 — луч визирования; 5 — оптический фильтр; 6 — плоскопараллельная пластина; 7 — лазерный луч; 8 — оптический кабель; 9 — ось визирования и ось лазерного пучка

ния в активный направляющий луч. С помощью автоматически установленного горизонтального лазерного луча можно указывать на больших расстояниях высоты и измерить профили, при этом лазерный прибор закреплен на ножке штатива. На рис. 4.51 показан автоматический лазерный нивелир с установкой наклона.

4.2.1.3. Лазерные теодолиты. При работах по трассировке, точной пространственной установке конструкций, созданию направляющих линий для измерений внутри сооружения, при земляных работах и подземных горных работах, при ориентировании строительных машин и магистральных дорог эффективно применяются лазерные теодолиты. Теодолиты позволяют осуществлять точную установку направляющего луча в вертикальном и горизонтальном направлениях.

Как и лазерные нивелиры, теодолиты можно разделить на две группы:

1) теодолиты с лазерной насадкой или лазерным окуляром. Лазерный луч превращает воображаемую линию визирования классического геодезического теодолита в активный направляющий луч, который мо-

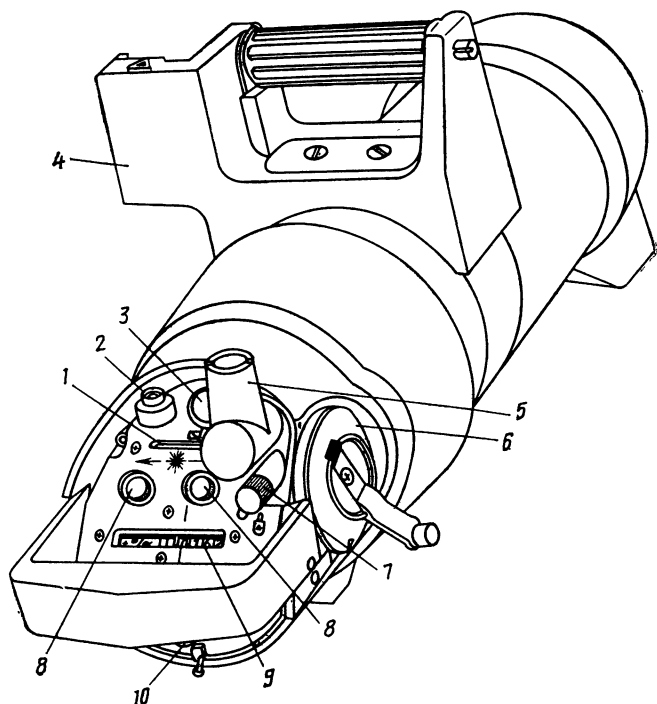


Рис. 4.51. Автоматический лазерный нивелир 1055 XL Dialgrade фирмы Spectra—Physics:

1 — индикация направления; 2 — круглый уровень (контроль самоустановки); 3 — контрольная лампа раннего предупреждения; 4 — ручка с возможностью крепления на установочных приспособлениях; 5 — зрительная труба (5^{\times}); 6 — установка наклона (диапазон $-10 \div +30\%$); 7 — фиксатор установки наклона; 8 — установка направления (диапазон $\pm 3^{\circ}$); 9 — показания наклона (отдельная цифровая индикация для положительной и отрицательной установок); 10 — подключение к источнику тока

жет быть установлен в любом желаемом направлении в пространстве;

2) лазерные теодолиты (рис. 4.52). Области применения лазерного теодолита являются:

управление буровыми туннелепроходческими машинами, щитовыми проходческими машинами и фрезами для проходки туннелей;

установка фундаментов для машин, систем трубопроводов, подкрановых путей, направлений монтажа в судостроении и самолетостроении;

маркировка измеряемых недоступных точек;
 триангуляция и полигонометрия;
 измерения деформаций и разбивок.

4.2.1.4. Лазерные проекторы с оптическим преобразователем направления и лазерные надир-зенит-проекторы. Многие технологии производства строительно-монтажных работ в строительстве, судостроении,

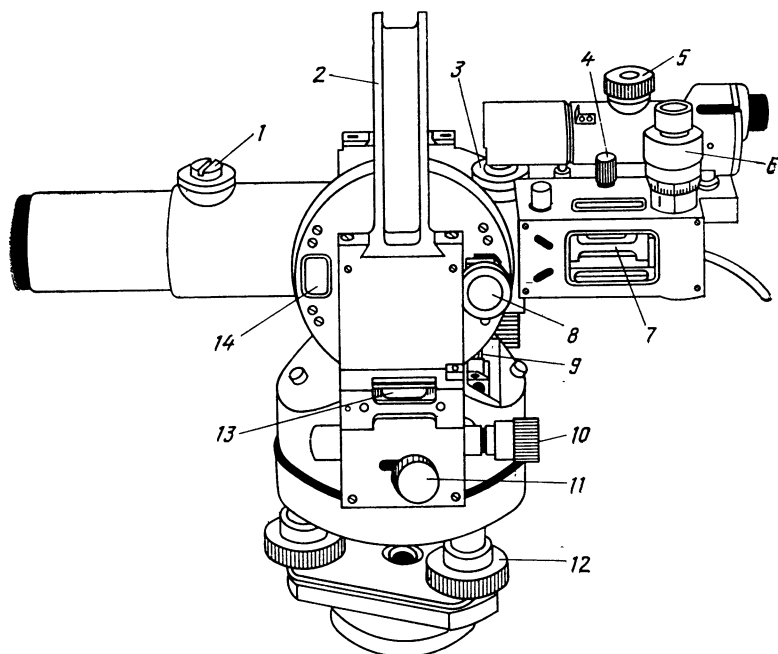


Рис. 4.52. Лазерный теодолит LG 68 фирмы Siemens:

{технические характеристики: мощность 1 мВт (излучение модулируется с частотой 17,5 кГц); диаметр пучка 9 или 16 мм; стабильность направления $\pm 3 \cdot 10^{-6}$ рад/К; диапазон наклона $\pm 30^\circ$ (грубая и точная установка); диапазон поворота 360° (грубая и точная установка); измеритель наклона $\pm 10\%$; точность $\pm 0,01\%$ }; 1 — крепежный винт лазера; 2 — съемная ручка; 3 — крепежный винт лазера; 4 — крепежный винт измерителя наклона; 5 — фокусировка зрительной трубы; 6 — барабан наклона; 7 — уровень измерителя наклона; 8 — лупа для отсчета; 9 — поперечный уровень; 10 — поворот (точный); 11 — поворот (грубый); 12 — три подъемных винта; 13 — уровень при трубе; 14 — отсчет высоты с нониусом

машиностроении и в других отраслях промышленности требуют проведения измерений от опорных или референтных плоскостей для:

высотного монтажа элементов конструкций перекрытия и сборных элементов стеновой конструкции в жилищном строительстве;

определения профиля поверхности для строительства и прокладки дорог;

монтажа пространственных секций в судостроении;

сопровождения и управления строительными машинами при работах по планированию и профилированию;
центрирования и монтажа фундаментов для машин и элементов конструкции;

нивелирования фундаментов и пола;

управления автогудронаторами и дорожными бетоноукладчиками; одновременного исполнения строительных работ в различных местах строительной площадки (например, планировочные работы, нанесение на план элементов опалубки для фундамента и монолитных бетонных конструкций, монтаж и многие другие работы).

Для получения горизонтальных, вертикальных или наклонных под заданным углом опорных плоскостей применяются в основном проекторы с оптическим преобразователем направления (ОПН) (рис. 4.53).

Лазерный проектор с ОПН в принципе представляет собой комбинацию лазерного указателя направления или лазерного нивелира с вра-

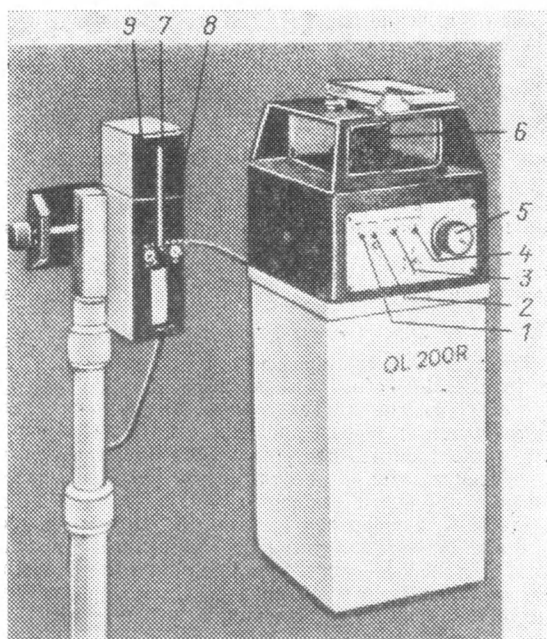


Рис. 4.53. Лазерный проектор с оптическим преобразователем направления типа QL 200R с ручным приемником фирмы Quante lasertechnik:

1 — индикация автоматики отключения, контроль напряжения; 2 — индикация выключения автоматики при негоризонтальном положении прибора; 3 — выключение автоматики; 4 — позиционирование; 5 — регулятор числа оборотов влево/вправо; 6 — вращающаяся головка; 7 — оптическая индикация положения (LCD-лента); 8 — акустическая индикация положения; 9 — переключатель точности определения места. Автоматика нивелира по трем осям для вертикального/горизонтального применения, диапазон самоустановки для всех осей $\pm 5^\circ$, плавная установка числа оборотов от 0 до 720 мин⁻¹

щающимся узлом. Вращающийся узел состоит из расположенной на шарикоподшипниках пентапризмы и электромеханического привода. Благодаря вращению пентапризмы отклоненный на 90° лазерный пучок движется таким образом, что образуется опорная плоскость лазерного луча.

Современные лазерные проекторы с ОПН благодаря осуществленным в настоящее время большим функциональным возможностям и разнообразным применениям являются настоящими универсальными системами, с помощью которых могут быть образованы как опорные плоскости, так и опорные линии отвеса с высокой точностью и стабильностью. Эти лазеры имеют следующие особенности:

- автоматику для нивелирования по двум или трем осям для горизонтального и вертикального применения (диапазон самонивелирования до 8°);

- цифровой ввод и индикация значений углов наклона, микропроцессорная установка и контроль угла наклона;

- плавную регулировку числа оборотов влево-вправо ($0-700 \text{ мин}^{-1}$); автоматическое отключение или автоматически мигающее излучение при изменении положения вплоть до окончания процесса самонивелирования;

- возможность отключения автоматики, предназначенной для нивелирования;

- дистанционное управление;

- дальность действия в сочетании с соответствующими датчиками составляет 250 м.

Существуют два базисных варианта конструкции:

- лазерный визир и развертывающее устройство объединены в одном приборе;

- развертывающее устройство образует самостоятельную конструкцию, которая устанавливается на лазерном приборе или монтируется отдельно.

Лазерные проекторы с ОПН в соответствии с предусмотренными технологическими областями применения поставляются в различных исполнениях (рис. 4.54—4.56).

Лазерная система. Технически совершенен и имеет универсальную применимость лазерный проектор с ОПН 945 Laser Level (рис. 4.56), имеющий электронную настройку угла по двум осям в интервале $\pm 6^\circ$ при горизонтальной или вертикальной установке, установку угла наклона лазерной плоскости (опорного луча) в пределах $\pm 10\%$ с погрешностью $\pm 0,01\%$ и цифровой индикацией, систему ранней сигнализации при выходе за пределы самонастройки (мигает сигнальная контрольная лампа и лазерный свет), установку частоты вращения от 0 до 10 Гц, закрепление вращающейся призмы для создания опорного луча и устройство дистанционного управления.

4.2.1.5. Приемники для определения координат лазерного излучения. Для измерения положения лазерного пучка, позиционирования элементов конструкции, а также для задания линии створа и автоматического управления машинами используются различные фотоприемники. Задаваемая соответствующим лазерным прибором опорная линия или плоскость в зависимости от потребностей строительства и требований (дальность действия, точность), условий окружающей среды (дневной свет, влияние рефракции и турбулентности атмосферы, температуры, ветра и т. д.) определяется или измеряется с помощью визуально наблюдаемых марок (субъективный метод фиксации положения) или фотозлектрических датчиков (объективный метод измерения).

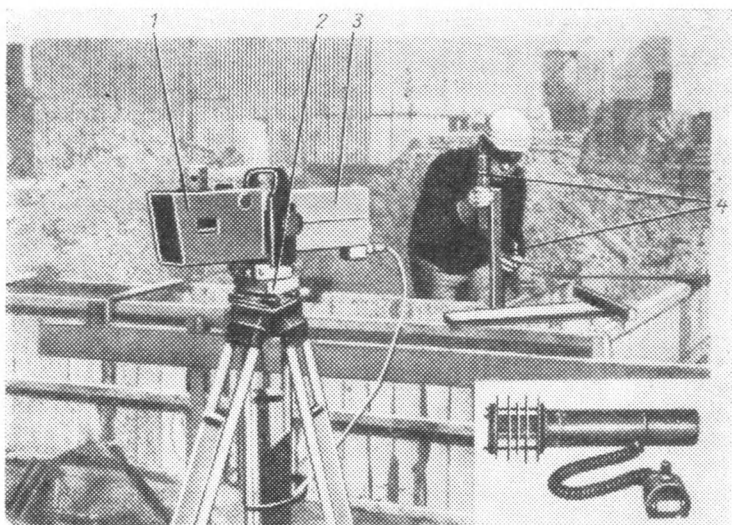


Рис. 4.54. Лазерный проектор с ОПН типа RLM 02—50 с электронным приемником (Строительная академия ГДР) (технические характеристики: дальность действия 150 м; точность измерения ± 2 мм/50 м; лазер применяется в комбинации с автоматикой нивелира; диапазон самоустановки $\pm 2^\circ$ по двум осям; диапазон установки наклона ± 10 %. Обычное положение горизонтальное, приемник используется с различными крепежными и регулируемыми приспособлениями):

1 — лазер; 2 — вращающийся оптико-механический узел; 3 — основание с подъемными винтами; 4 — ручной приемник с измерительной головкой и отдельным блоком индикации

Приемники для задач провешивания линий и управления

Визуальные приемники (субъективный метод измерения)

Визируемая марка при наблюдении в отраженном свете

Визируемая марка при наблюдении в проходящем свете

Мерная рейка

Визирные знаки и марки

Фотоэлектрические приемники (объективный метод измерения)

Ручные приемники

Детектор пучка

Детектор плоскости

Квадрант-детекторы

Измерительная рейка с электронным устройством для автоматического поиска

Приемники для управления машинами

Двух-, трех- и четырехканальные приемники с оптической индикацией положения и блок управления для автоматического направления органа машины

Выбор приемника зависит от выходной мощности лазера, стабильности направления распространения лазерного излучения, расходимости лазерного излучения, наличия расширения лазерного пучка с помощью цилиндрической линзы или развертывающего устройства, влияния рефракции, турбулентности и ослабления в атмосфере распространяющегося лазерного излучения, видимости пучка на визируемой марке (контраст) или предельной чувствительности фотоприемного устройства, скорости изменения и динамики работы строительных машин.

Наиболее простыми и одновременно дешевыми приемниками являются оптически визируемые марки (для наблюдения в отраженном

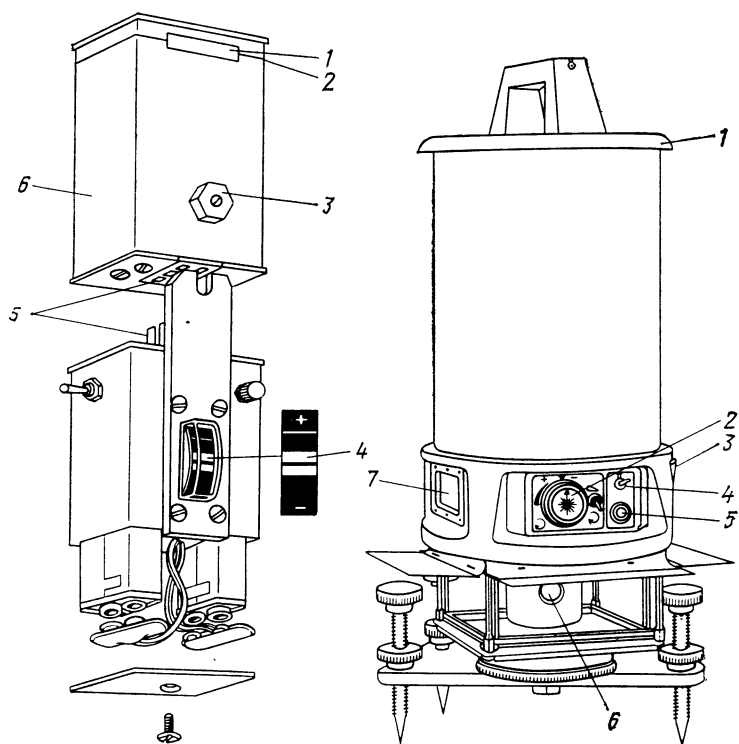


Рис. 4.55. Электронный приемник для лазерного проектора с ОПН Geoplane 300 фирмы AGA:

1 — фотодиоды для индикации лазерного излучения; 2 — указатель высоты; 3 — винт для фиксирования половин детектора; 4 — измерительный прибор; 5 — контакты для соединения обеих половин детектора; 6 — блок приемника

Рис. 4.56. Лазерная система Laser Level 945U фирмы Spectra—physics:

1 — круглый уровень для рабочего вертикального положения; 2 — установка и контроль угловой скорости; 3 — круглый уровень для горизонтального рабочего положения; 4 — кнопка переключателя для автоматической самоустановки; 5 — индикация автоматической самоустановки; 6 — вращательная головка; 7 — цифровая индикация наклона и установки

и проходящем свете) для визуальной фиксации местоположения лазерного пучка или плоскости (рис. 4.57). Также возможно непосредственное отображение и контроль лазерного излучения (светового пятна) на устанавливаемом элементе конструкции.

Для определения и корректирования отклонения места расположения, а также положения предмета, элемента конструкции или устрой-

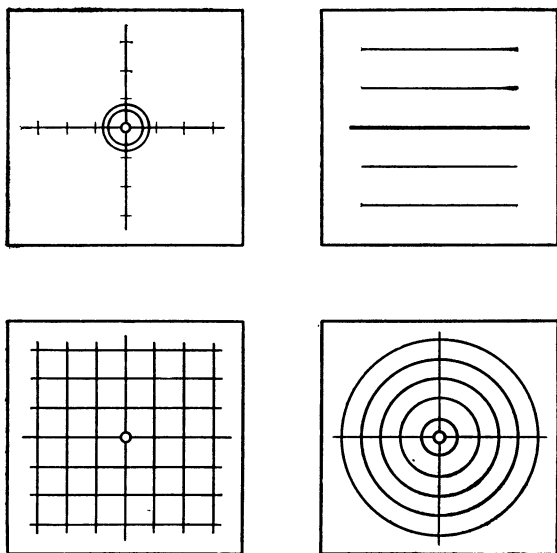


Рис. 4.57. Варианты контрольных марок

ства по отношению к направлению лазерного луча измеряется положение светового пятна по отношению к системе координат на визируемом экране.

Визуально наблюдаемые экраны в основном применяются при строительно-монтажных работах, которые выполняются вдоль заданной опорной линии (прокладка труб, строительство туннелей и каналов, маркирование измеряемых точек на стенах, потолках и других элементах конструкции, топографические работы) или при которых мешающие воздействия из-за солнечного света (пересветка) могут быть предотвращены (в закрытом и темном помещениях).

Фотоприемные устройства, которые детектируют положение лазерного пучка с помощью фотоэлектрических датчиков (фотоэлементы, фототранзисторы, фотосопротивления), а затем указывают после усиления сигнала оптическими, акустическими и приборными средствами, необходимы для повышения точности измерения и монтажа, автоматизации процессов измерения, автоматического управления машинами и процессами, исключения субъективных ошибок при визуальной фиксации положения лазерного пучка и регистрации лазерных световых

Т а б л и ц а 4.8. Области применения провешивания линии и управления

| | Строительные объекты | Рабочий процесс | Лазерные приборы | | | | База измерения/
управления* | | Полезные эффекты | | | | | | | | |
|-------|--|--|--------------------------------|-------------------------------|-------------------------|-------------------|--------------------------------|--------------|------------------|----------------|------------------------------------|------------------------|---------------------|---|--|---|--|
| | | | лазерный указатель направления | лазерный надир-зенит-проектор | лазерный проектор с ОПН | лазерный теодолит | Горизонтальное | Вертикальное | Плоскость | | сокращение стоимости строительства | Более высокая точность | экономия материалов | | | | |
| | | | | | | | | | Направление | Плоскость | | | | | | | |
| | | | | | | | | | | Горизонтальная | Вертикальная | ∇
10% | ∇
> 25% | | | | |
| 1 | Разработка подземным способом/земляные работы | Контроль колонн труб, управление режущей головкой | × | 1 | | | | 1 | | | | × | | × | | × | |
| 1.1 | Подземное сооружение трубопроводов методом продавливания | | | | | | | | | | | | | | | | |
| 1.2 | Проходка туннелей | | | | | | | | | | | | | | | | |
| 1.2.1 | Щитовая проходка | Управление проходческим щитом вручную/автоматическое | × | 1 | | | | | | | | × | | × | | × | |

[illegible]

[illegible]

| | Строительные объекты | Рабочий процесс | Лазерные приборы | | | | База измерения/управления* | | | | Полезные эффекты | | | | |
|-----|-----------------------------------|---|--------------------------------|-------------------------------|-------------------------|-------------------|----------------------------|----|-----------|--------------|-----------------------------|-------|------------------------------------|------------------------|----------------------|
| | | | лазерный указатель направления | лазерный надир-зенит-проектор | лазерный проектор с ОПН | лазерный теодолит | Направление | | Плоскость | Вертикальная | сокращение рабочего времени | | сокращение стоимости строительства | более высокая точность | экономика материалов |
| | | | | | | | | | | | < 10% | < 25% | | | |
| 5.2 | Антенная мачта | Монтаж предварительно изготовленных секций, контроль процесса подъема и вертикального положения | × | × | | | 1 | 1 | | | × | × | × | × | × |
| 5.3 | Гиперболическая охлаждающая башня | Управление скользащей опалубкой по высоте согласно переменной геометрии | | | × | | 24 | 24 | | | × | × | | × | × |
| | Системы подкрановых путей | Монтаж и ревизия подкрановых путей | × | | | | 1 | | | | × | × | | | |
| 6 | Гидротехнические сооружения | | | | | | | | | | | | | | |

| | Строительные объекты | Рабочий процесс | Лазерные приборы | | | | База измерения/управления* | | | | Полезные эффекты | | | |
|-----|---|---|--------------------------------|----------------------------|-------------------------|-------------------|----------------------------|--------------|----------------|--------------|-----------------------------|--------------------------------|------------------------|---------------------|
| | | | лазерный указатель направления | лазерный-надрезник-проктор | лазерный проектор с ОНН | лазерный теодолит | Направление | Плоскость | Горизонтальная | Вертикальная | сокращение рабочего времени | сокращение срока строительства | более высокая точность | экономия материалов |
| | | | | | | | Горизонтальное | Вертикальное | Горизонтальная | Вертикальная | < 10% | > 25% | | |
| 8 | | | | | | | | | | | | | | |
| 8.1 | Мелиорация открытая система для орошения или осушения | Автоматическое управление по высоте канавокопателями или фрезерными канавокопателями | | | | × | | | 1 | | × | | × | |
| 8.2 | Дренажные системы | Автоматическое управление дренажными системами, прокладка дренажной системы преимущественно без выемки грунта | | | | × | | | 1 | | | × | × | |
| 9 | Горные разработки/разработки открытым способом | | | | | | | | | | | | | |
| 9.1 | Буровзрывная проходка | Позиционирование бурового шаблона | × | | | | | | 1 | | | | × | |

| | Строительные объекты | Рабочий процесс | Лазерные приборы | | | | База измерения/управления* | | | | Полезные эффекты | | | |
|-----|------------------------------|---|--------------------------------|---------------------------|-------------------------|-------------------|----------------------------|--------------|-----------|---|-----------------------------|----------------------|------------------------|----------------------|
| | | | лазерный указатель направления | лазерный нивелир-проектор | лазерный проектор с ОПН | лазерный теодолит | горизонтальное | вертикальное | Плоскость | | сокращение рабочего времени | сокращение стоимости | более высокая точность | экономика материалов |
| | | | | | | | | | | | | | | |
| 9.6 | Сплозание отвала | Автоматический долговременный контроль | × | | × | | | | 1 | | × | × | × | |
| 9.7 | Рекультивация | Автоматическое управление по высоте планировочными машинами | | | × | | | 1 | 1 | | × | × | × | |
| 10 | Строительство железных дорог | Автоматическое управление машинами для нивелировки пути, шпалопо- | × | | | | | | 1 | 1 | × | | × | |

плоскостей, образованных лазерным излучением с помощью цилиндрической линзы или вращающимся лазерным пучком.

Фотоэлектрическая регистрация лазерных опорных пучков или плоскостей в задачах провешивания линий и управления возможна с помощью следующих фотоприемников:

дифференциальных фотоприемников для опорных пучков;

фотоприемников с четырьмя элементами (квадрант-приемников) для опорных пучков;

дифференциальных приемников для световых опорных плоскостей (рис. 4.58);

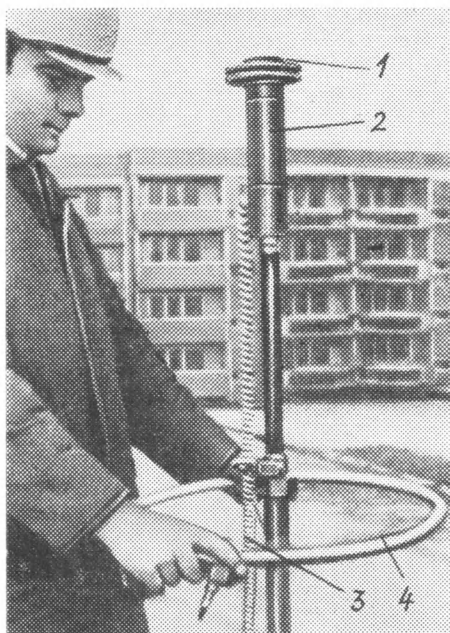


Рис. 4.58. Электронный ручной приемник с круговой характеристикой приема (Строительная академия, ГДР):

1 — элементы приемника с круговой характеристикой приема; 2 — блок обработки и блок питания; 3 — индикаторное устройство; 4 — маховик для завинчивания юстировочных гаек для установки элементов конструкции перекрытия по высоте в жилищном строительстве (принудительный монтаж)

многоканальных фотоприемников импульсов для лазерных световых плоскостей (вращение пучка лазерного излучения);

электромеханических поисковых фотоприемников для опорных пучков или плоскостей.

4.2.1.6. Области применения. В табл. 4.8 приведены возможные применения лазера при провешивании линий и управлении в строительстве

и судостроении, в горном деле, мелиорации, машиностроении и сооружении линий электропередачи.

Подземное сооружение трубопровода методом продавливания (рис. 4.59). Подземное продавливание труб представляет способ создания подземных полостей без извлечения грунта путем его вытеснения или подачи проходческих труб или рам, которые служат для проводки коммуникационных каналов или сами представляют трубопроводы подземного городского хозяйства.

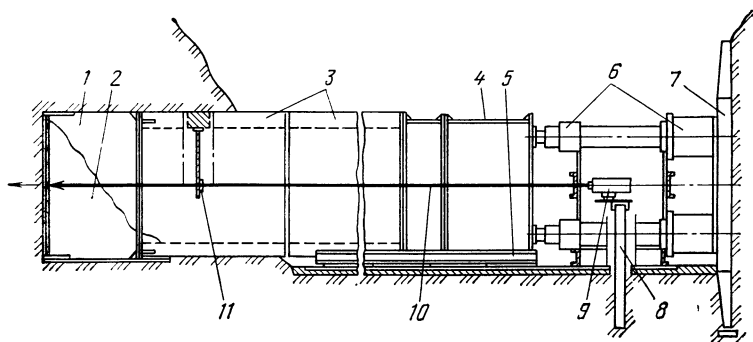


Рис. 4.59. Подземное продавливание труб с лазерным управлением:

1 — управляющая головка; 2 — разрыхленный грунт; 3 — железобетонные трубы; 4 — проставка; 5 — направляющая; 6 — прессующая станция; 7 — контропор; 8 — стояк; 9 — лазер; 10 — лазерное излучение; 11 — контрольное устройство

В исходной выемке после геодезической разметки устанавливают контропор, гидравлическую прессующую станцию, направление движения труб, а также лазерный геодезический прибор (ЛГП). ЛГП ориентируется по отметкам направления и высоты. После установки блока автоматики на лазерном приборе выходящий лазерный пучок создает направление проходки или указывает параллельное ей направление. Определенные путем непосредственного сравнения отклонения действительного положения от заданного учитываются и постепенно исключаются с помощью соответствующих мер (односторонняя расчистка, односторонняя остановка подрезателей на режущем наконечнике или с помощью установки угла наклона головки) перед следующей подпрессовкой. Благодаря этому обеспечивается точность проходки, равная 1,5 %.

Проходка туннеля (рис. 4.60 и 4.61). При проходке туннеля лазерный указатель направления для обеспечения постоянной свободы измерения, для защиты от воздействия рабочих и транспортных движений и из соображений техники безопасности устанавливается преимущественно около стены туннеля на одинаковой высоте с осью туннеля или, если высота туннеля на просвет больше 2 м, в верхней части туннеля прямо над его осью. Лазер располагается по возможности вне зоны непосредственного проведения работ. Целесообразно использовать устойчивую выемку в креплении стартовой шахты или контрупора, расположенную сзади на уже проведенной выработке (на бетонном столбе, на контрфорсе, боковой консоли), высокое положение в верхней части туннеля (установка на коньковой консоли).

Нанесение местоположения лазера на план и контрольных точек створа осуществляется по-прежнему с помощью маркшейдерских работ. Ориентирование линии створа происходит в зависимости от постановки задач посредством непосредственного отображения лазерной линии створа на нетронutom естественном грунте и камне или креплении груди забоя, установленных на пути луча щитов, дальномерных реек и шаблонов в качестве контрольных меток на горной породе, крепи или проходческих машинах, щита с координатным крестом или растром (прочно монтируется на проходческой машине), электронных фотоприемных устройств для сравнения заданного и действительного положения.

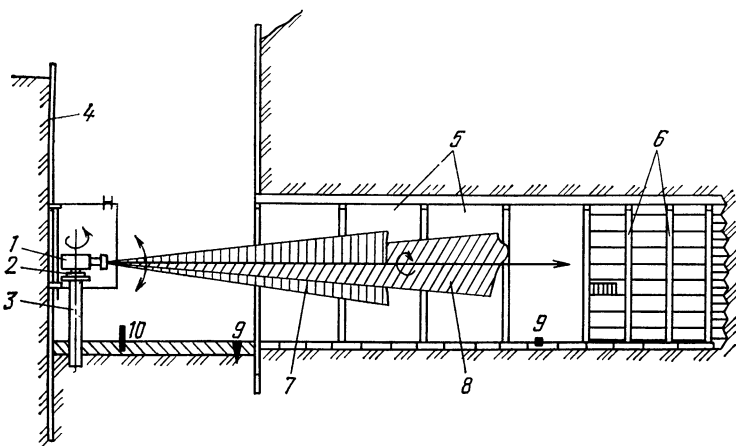


Рис. 4.60. Проходка ножевым инструментом с лазерным ориентированием:

1 — лазер с коллиматором и оптико-механическим устройством для развертки луча в плоскость; 2 — установочная насадка; 3 — трубчатая опора с установочной платой для лазера; 4 — шпунтовый ряд; 5 — рамы крепи с элементами обшивки; 6 — проходческие рамы; 7 — вертикальная лучевая плоскость; 8 — горизонтальная лучевая плоскость; 9 — контрольные марки; 10 — защитная планка

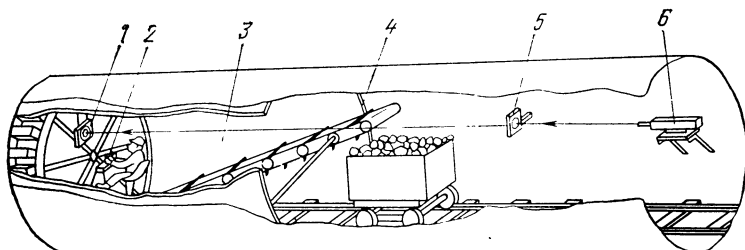


Рис. 4.61. Щитовая проходка туннелей с лазерным ориентированием:

1 — экран при наблюдении в отраженном свете или электрооптический приемник; 2 — пульт управления; 3 — комплекс щитовой проходки; 4 — оболочка; 5 — контрольная марка; 6 — лазер

ний луча и подачи сигнала на управляющие механизмы, которые прочно смонтированы на проходческих машинах.

Перестановка лазера, задающего линию створа, необходима, если обнаруживается новое надежное место после достижения промежуточной шахты или проходки ответвления или превышает дальность действия лазерной линии створа.

Отклоняющая оптика (90-градусная пентапризма и пара вращающихся клиньев) применяется, когда встречаются ответвления или для ведения опорной линии на искривленных участках туннеля, если ЛГП должен оставаться на месте, или изменение местоположения невозможно из-за появляющейся опасности для лазера или неустойчивости положения.

Дальность действия луча ЛГП с выходной мощностью 1 мВт при оптимальном расширении пучка с помощью телескопа составляет 100—1200 м. Путем выбора надежного местоположения при проходке разведочной штольни в Гарцах стабильность положения лазерного пучка сохранялась с точностью ± 25 мм свыше 3 мес.

Прокладка трубопроводов в грунте (рис. 4.62). Отвод дождевой воды, производственно-бытовых сточных вод производится трубопроводами без напора, проложенными с уклоном. Для минимизации затрат на строительство (узкое ровное рытье траншеи и повторное заполнение) трубопроводы проектируются по возможности с малым уклоном (1 %). Такой уклон требует для соблюдения и обеспечения функционирования трубопровода очень высокой точности при прокладке труб.

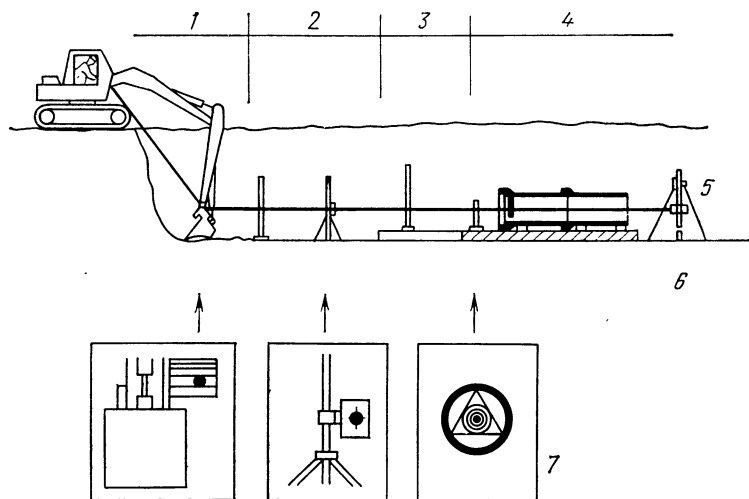


Рис. 4.62. Применение измерительной лазерной техники при прокладке трубопроводов:

1 — отрывка траншеи; 2 — ручное планирование, гравийная засыпка; 3 — опалубка; 4 — прокладка трубопровода; 5 — лазер; 6 — свая; 7 — экраны для наблюдения луча

Лазерный пучок при этом задает проектируемую ось трубы или смещенную по высоте параллельную оси трубы опорную линию. Изображение на экране контрольной марки, установленной на пути луча, лазерного пучка используется в качестве ориентира для определения высоты и линии створа. Лазерная измерительная техника применяется в следующих отдельных операциях:

1) при механической выемке грунта. По возможности ближе к рабочему органу землеройной машины (ковшу) монтируется слегка наклоненный щит (20×20 см) при наблюдении в прошедшем свете на стороне машиниста. Перед выемкой грунта устанавливается рабочий инструмент в положение планировки, и изображение лазерного пучка на щите сравнивается с заданной меткой;

2) при планировании грунта траншеи вручную. Укладка морозозащитного слоя из мелкого щебня, песка и гравия. На пути луча удерживается или устанавливается веха со щитом при наблюдении в отраженном или проходящем свете, нивелирная рейка или брус с метками. После сравнения заданного и действительного положений луча продолжается планировка;

3) при прокладке боковой опалубки для выравнивающего слоя. Боковая опалубка выполняется по шаблону с помощью щита с меткой, установленной на пути опорного луча;

4) при прокладке труб. В зависимости от номинального внутреннего диаметра труб (100—2000 мм) и установки лазера применяются разнообразные исполнения контрольных марок при наблюдении в проходящем свете. Трубу направляют таким образом, чтобы нулевые отметки на контрольной марке и изображение лазерного пучка перекрывались.

Монтажные и строительные работы в сооружениях панельной и каркасной конструкции (рис. 4.63). Лазеры применяются прежде всего на измерительных работах и для контроля на строящемся объекте. Эти работы должны выполняться во время монтажа, они оказывают существенное влияние на непрерывность промышленного ведения строительства, а также на геометрическое качество сооружения или строительных закладок зданий.

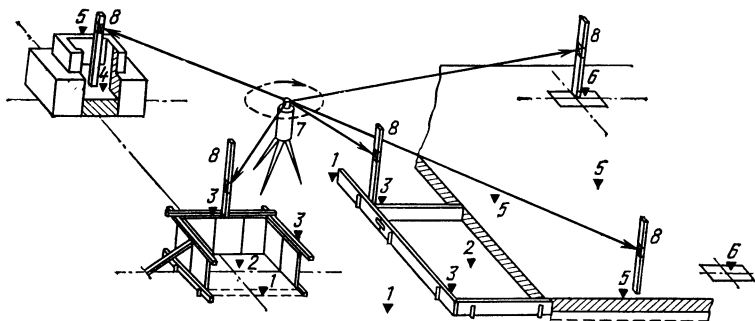


Рис. 4.63. Определение и контроль высоты в котловане/плоскости основания с помощью лазера с разверткой луча в плоскость:

1 — контроль подошвы котлована и ручной дополнительной планировки; 2 — засыпка слоя песка и гравия (незамораживающий слой); 3 — измерение и сборка опалубок; 4 — выравнивание горизонтальных швов на высоте фундамента; 5 — контроль и дополнительные работы на бетонной поверхности; 6 — установка контактных элементов для опорного монтажа; 7 — лазер с разверткой луча в плоскость; 8 — электронная измерительная рейка

Разнообразные процессы измерения и контроля при очень различных технологиях строительно-монтажных работ по изготовлению фундамента, монтажа стен, перекрытий, каркаса и фасада, а также вспомогательных механизмов требуют применения разнообразной системы приборов.

Лазерная измерительная техника, оказывающая активное влияние на технологию выполнения строительных работ на базе лазерной системы с вращающимся лазерным пучком обеспечивает упрощение работы по проведению измерений и сокращение трудоемкости, несмотря на повышение объема измерений и контроля, переход к измерительной системе, обслуживаемой одним человеком, и к возможности выполнения в нескольких местах строительных работ, неизменную или более высокую точность монтажа, уменьшение затрат на доработку и установку в проектное положение, улучшение строительно-физических свойств (теплоизоляции, звукоизоляции).

Требования к сканирующей лазерной системе:

возможность создания горизонтальной опорной линии и ориентировании пучка лазера вертикально вверх;

возможность создания горизонтальной и вертикальной световых плоскостей;

автоматическая стабилизация опорного лазерного луча или опорной плоскости в интервале $\pm 5^\circ$ с точностью установки ± 2 мм/50 м;

питание от батареи 12 В или от сети 220 В (50 Гц);

выходная мощность лазерного излучения 1 мВт;

возможность фотоэлектрического определения положения с электронной дальномерной рейкой или электронным монтажным шаблоном с сектором приема 120° , областью принимаемой высоты больше 20 см и точностью индикации ± 1 мм/50 м;

рабочая дальность действия должна составлять 50 м.

Подкрановые пути. Значительное повышение точности измерения и скорости работы при определении положения рельсов под статической и динамической нагрузкой в системе подкрановых путей достигается путем применения автоматической лазерной измерительной системы для подкрановых путей, разработанной Строительной академией ГДР (рис. 4.64). Необходимое до сих пор освидетельствование несущей конструкции подкрановых путей со всеми возможными опасностями и затруднениями, а также обширными и трудоемкими мерами по технике безопасности, следовательно, может быть сведено до минимума.

Для получения измеряемой линии в конечной точке рельсов устанавливается лазерный указатель направления с выходной мощностью 1—1,5 мВт и автоматическим нивелированием.

Измерительная лаборатория монтируется на рельсы и сразу же готова к работе. С помощью радио- и телеуправления измерительная лаборатория перемещается в одном цикле измерения (прямой и обратный ход) от одной точки, определяемой измерением, к другой до конечной точки рельса и определяется при данных условиях положение лазерного пучка, происходит обработка, передача сигнала и накопление. Приемник регистрирует лазерное излучение и автоматически определяет отклонение высоты и боковое отклонение рельса относительно измеряемой линии. Находящаяся в измерительной лаборатории телеметрическая установка передает измеряемые значения на приемную станцию, расположенную в произвольном месте. Переданные данные регистрируются и обрабатываются дальше:

цифровые показания измеряемых значений для непосредственной оптической обработки и регистрации данных на бланке;
электронное накопление для распечаток с помощью печатающего устройства и для дальнейшей числовой обработки.

Технические характеристики:

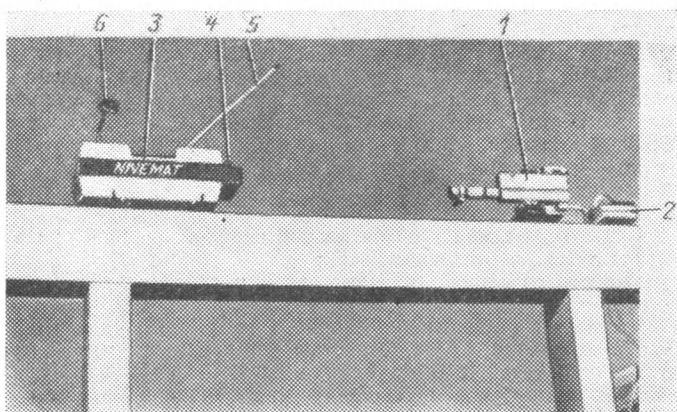


Рис. 4.64. Автоматическая измерительная система подкрановых путей Nivemat 2003 K (Строительная академия, ГДР):

1 — лазерное устройство; 2 — источник питания; 3 — передвижная лаборатория; 4 — поисковое приемное устройство; 5 — приемная и передающая антенна для дистанционного управления и телеметрической передачи данных; 6 — цифровая индикация результатов измерений

рабочая дальность действия 100 м;

погрешность измерения (стандартное отклонение) $\pm 0,3$ мм/100 м;

скорость перемещения 0,3—0,5 м/с;

приспособление к различным ширинам головок рельса.

Строительные работы методом непрерывного бетонирования с применением скользящей опалубки. Высокие сооружения из железобетона (промышленные дымовые трубы высотой 300 м, элеваторы, градирни, административные здания и стабилизирующий бетон внутренней зоны жилых и общественных зданий) в основном сооружаются методом непрерывного бетонирования с применением подвижной опалубки. Применение скользящей опалубки обеспечивает при минимуме затрат на материалы и времени (одноразовый монтаж и демонтаж) непрерывный ход строительства и тем самым высокую несущую способность конструкции, а также очень короткую продолжительность строительства.

Для точного вертикального ведения скользящей опалубки необходимо непрерывно осуществлять контроль линии отвеса. Особая трудность при таких работах заключается в том, что производящий измерения персонал должен находиться в непосредственно опасной зоне под скользящей опалубкой.

В лазерной измерительной технике применяются лазерные зенит-проекторы, число которых в основном зависит от сложности горизон-

тальной проекции сооружения и создания внутренней системы осей на корпусе скользящей опалубки.

Простейший случай применения скользящей опалубки дает пример изготовления промышленных дымовых труб. Лазерный зенит-проектор устанавливается в центральной точке дымовой трубы и защищается от падающих предметов и материала с помощью прочного защитного кожуха. На корпусе скользящей опалубки в центральной точке монтируется растровый экран для наблюдения в проходящем свете. Изображение лазерного вертикального пятна показывает направления и величину отклонения корпуса опалубки от вертикальной линии.

У сооружений с прямоугольной горизонтальной проекцией требуется по меньшей мере две точки задания лазерной вертикали, поскольку кроме положения вертикали также должен происходить контроль горизонтали корпуса опалубки на деформацию. Соединительная линия между изображениями вертикальных лазерных пучков на скользящей опалубке образует базисную линию для измерения длины.

Более сложным случаем применения является сооружение гиперболических больших башенных охладителей. Оболочка башенного охладителя представляет гиперболоид высотой 100 м и диаметром 80 м на высоте фундамента. Корпус опалубки состоит из более чем 60 секций, которые должны устанавливаться с наклоном и частично вдаваться друг в друга для того, чтобы осуществить соответствующее управление наклоном, зависящим от высоты, и радиальным расстоянием линии оболочки (гиперболы) относительно середины башенного охладителя. Для обеспечения высокой точности необходимо контролировать по меньшей мере 24 секции в абсолютном положении, а другие — относительно этих в нескольких циклах за рабочую смену.

Успешно примененное решение системы показано на рис. 4.65.

В центральной точке башенного охладителя смонтирован самоустанавливающийся лазерный зенит-проектор с выходной мощностью 3 мВт. Насаженная пентапризма отклоняет вертикальный пучок на горизонтальную плоскость, а этот лазерный луч направляется с помощью шагового искателя последовательно на 24 заданных места измерений (согласно схеме с помощью кольцевой линии) на корпусе опалубки. В этих местах измерения установлены на регулируемых по высоте жестких опорах отклоняющие элементы, которые направлены к центральной точке. Появляющийся горизонтальный лазерный луч отклоняется с помощью отклоняющих оптических элементов под определенным углом вверх таким образом, что он представляет касательную вдоль линии оболочки. На скользящей опалубке над этими измеряемыми точками точно смонтированы нивелирные рейки на одинаковом расстоянии относительно внутреннего края опалубки. Действительное положение изображения лазерного пучка на мерной рейке сравнивается с соответствующим предварительно вычисленным и табулированным заданным значением. С привлечением вычисленных контрольных значений предшествующего измерительного цикла определяют тенденцию отклонений положения и определяют таким образом соответствующие меры для дальнейшего управления корпусом скользящей опалубки.

Существенные преимущества:

поступление измеряемых значений в распоряжение непосредственно после измерения; возможно оперативное управление опалубкой;

точное ведение хода строительства (в среднем отклонение 2—3 см по отношению 10—15 см до сих пор); уменьшение работ на подгонку и дополнительные работы;

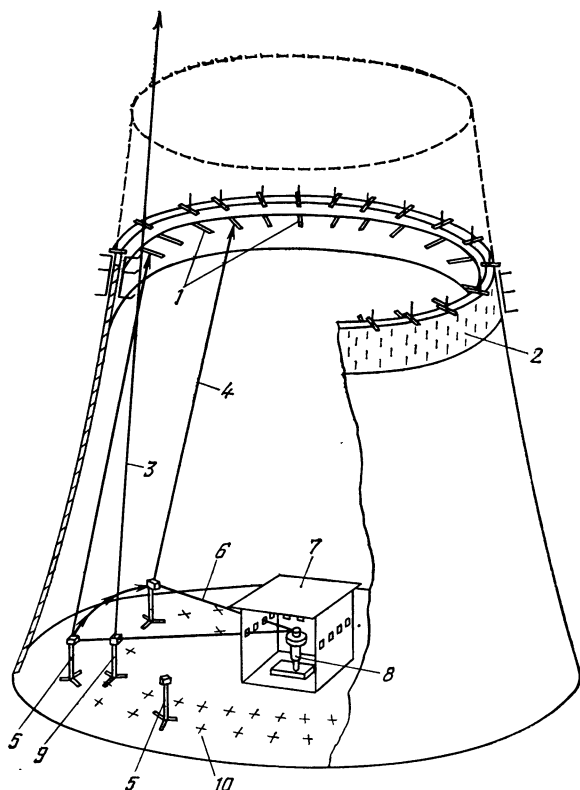


Рис. 4.65. Лазерная измерительная система для сооружения градирни методом непрерывного бетонирования с применением подвижной опалубки:

1 — измерительные рейки; 2 — корпус подвижной опалубки; 3 — тангенциальный лазерный луч — кольцо В; 4 — тангенциальный лазерный луч — кольцо А; 5 — отклоняющие оптические элементы на опорах (кольцо А); 6 — горизонтальный лазерный луч; 7 — защитное помещение; 8 — лазерный зенит-проектор с шаговым переключателем; 9 — отклоняющий оптический элемент на опоре (для перемещения луча на кольцо В); 10 — место измерения

отпадает необходимость нахождения обслуживающего персонала в опасной зоне под скользящей опалубкой; устраняются помехи из-за дождя или тумана.

Монтаж антенной мачты (рис. 4.66). Климатические условия в горной местности позволяют использовать для строительства высоких сооружений период в течение примерно пяти месяцев в год. Эта продолжительность строительства требует быстрого, высокопроизводительного способа монтажа и измерения.

Цилиндрическая антенная мачта длиной свыше 100 м монтируется из предварительно изготовленных секций длиной 5—8 м. К высотному

монтажу отдельных секций и вертикальному положению предъявляются очень высокие требования по точности. Обеспечение этой точности предполагает активный способ измерения с лазерным прибором, что позволяет влиять на монтаж. Используемый при монтаже лазер устанавливается непосредственно по направлению оси, так что изображение пучка на экране получается точно в середине в виде отметки. Точная наводка опорного пучка на другую точку происходит с помощью пары враща-

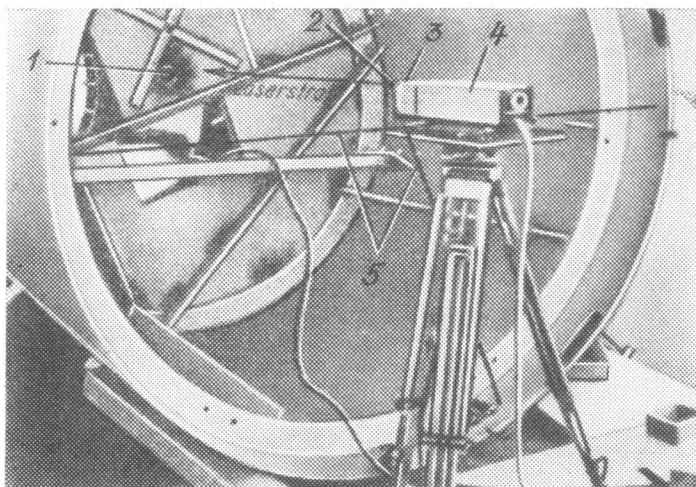


Рис. 4.66. Монтаж антенной мачты с помощью лазерного зенит-проектора (определение оси и маркировка на секции трубы):

1 — отверстие для установки осевой визирной марки; 2 — эксцентрически расположенная точка на оси; 3 — пара оптических клиньев и плоскопараллельная пластина; 4 — лазер; 5 — отбивка шнура оси

ющихся клиньев, поставленных перед лазером. Таким образом можно точно маркировать положение оси на промежуточной конструкции на трубе и фиксировать положение визируемых экранов. Так реализованы важные предварительные работы для точного монтажа труб в течение короткого времени.

После монтажа головной секции лазер устанавливается на ней по оси и ориентируется по визируемому экрану. Следующая секция трубы устанавливается с помощью двух зафиксированных на ней визируемых экранов по опорному пучку. Если оптимизируют также толщину сварного шва, то выполняют сварку прихватками. При выполнении прихватки одновременно наблюдают за изображением пучка на экранах, чтобы заметить возможное изменение положения. Благодаря точному обнаружению изменений положения может быть своевременно прервана сварка прихватками и введено необходимое корректирование.

Управление планировочными машинами (рис. 4.67). Для планировки поверхностей (в жилом районе, на промышленных сооружениях, при строительстве дорог, в сельском хозяйстве и т. д.)

применяются бульдозеры, грейдеры и самоходные колесные скреперы. Требованию очень большой точности к уровню или плоскостности планировочных работ при по возможности малых затратах на измерения и при отсутствии ограничения на маневр и подвижность машин удовлетворяет лазерная система измерения и управления с горизонтальной или наклоненной в соответствии с проектом лазерной опорной поверх-

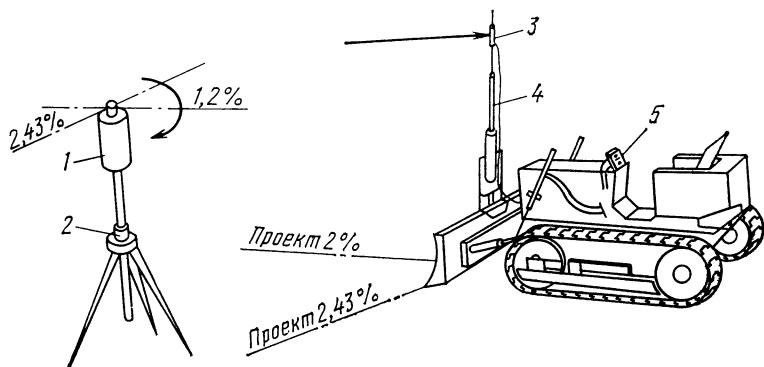


Рис. 4.67. Управление планировочной машиной с помощью направляющей лазерной плоскости:

1 — лазер с разверткой луча в плоскость; 2 — штатив с устройством перемещения по высоте; 3 — фотоэлектрический приемник с круговой характеристикой приема; 4 — телескопическое перемещение по высоте; 5 — блок индикации и управления

ностью. Эта опорная поверхность образуется с помощью сканирующего по направлению луча лазера, устанавливаемого над репером, высота и положение которого известны, и ориентируемого в направлении продольной и поперечной осей поверхности. После определения высот опорной и заданной поверхностей на определенной высоте устанавливается фотоэлектрический детектор, смонтированный на подвижном рабочем органе (отвал, режущее устройство) планировочной машины. Фотоприемник должен иметь, как правило, круговую характеристику приема.

Управление исполнительными механизмами машины осуществляется с помощью вычислительного блока фотоприемного устройства.

Существенные преимущества этой системы:

- уменьшение затрат на измерения за счет уменьшения разбивки;
- повышение производительности машин благодаря сокращению планировочных проходов;

- уменьшение потребности в материале для укладки слоя песка и гравия за счет более высокой точности использования естественного грунта;

- возможность работы в любое время суток и независимость от состояния погоды;

- одновременное управление несколькими машинами при обработке очень больших поверхностей.

Применяются сканирующие лазеры с выходной мощностью 1 мВт (питание прибора от батареи 12 В, самоуставляющийся режим в диапазоне $\pm 8^\circ$, фотоприемник с круговой характеристикой приема

с интервалом по высоте 20—50 см). Полезная рабочая дальность действия составляет 200 м по радиусу с точностью ± 3 см/100 м. Аналогичным образом осуществляется управление траншекопателями и дренажными машинами.

Управление гусеничными тракторами (рис. 4.68). При разработках бурого угля открытым способом во все возрастающем

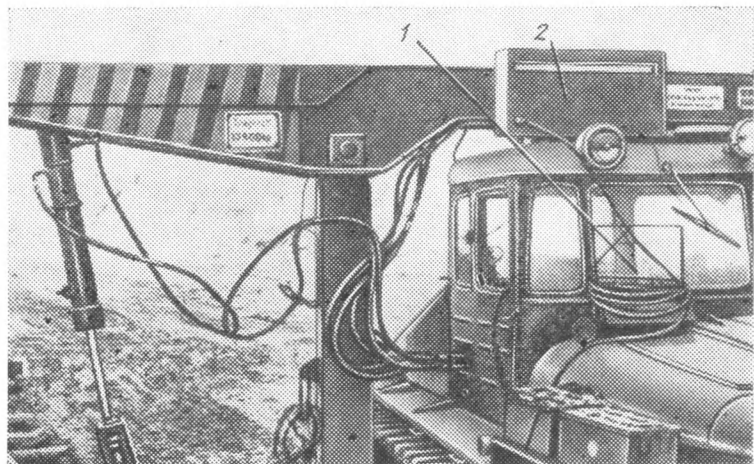


Рис. 4.68. Трактор на гусеничном ходу с приемником:

1 — оптическое индикаторное табло; 2 — электрооптический приемник направления

объеме для транспортирования лежащих над углем разрыхленных экскаватором грунтовых масс применяются поверхностные ленточные конвейеры. Для повышения эффективности ленточные конвейеры перемещаются без демонтажа механической или электрической части, а также транспортируемого материала с помощью тракторов, которые снабжены устройствами для передвижения ленточного конвейера. Для обеспечения безупречного хода ленточного конвейера передвижение должно происходить так точно, чтобы лента отклонялась на более чем на 5 % ширины ленты. Положение по высоте в основном согласуется с земляным грунтом.

Ленточный конвейер подтягивается (в соответствии с величиной расстояния вдоль нового направления перемещения) к точкам схода, заданным в начальной и конечной точках ленточного конвейера. Для грубого и точного ориентирования гусеничный трактор с конвейером устанавливается в точке схода на стартовой позиции. На крыше трактора смонтирован фотоэлектрический датчик (пять каналов) с шириной приема примерно 50 см. Над областью датчика «правильно» расположено трехгранное зеркало. В точке схода на противоположном конце ленточного конвейера устанавливается лазерный указатель направления на салазках штатива (рис. 4.69).

При использовании лазерного указателя направления с выходной

мощностью 3 мВт и цилиндрическими линзами с фокусными расстояниями 2000—4000 мм возможны перемещения ленточных конвейеров длиной до 2 км с точностью ± 5 см, которая, по существу, не зависит от внешних условий погоды. При этом гусеничные тракторы передвигаются со скоростью 2—4 км/ч.

Существенные преимущества:

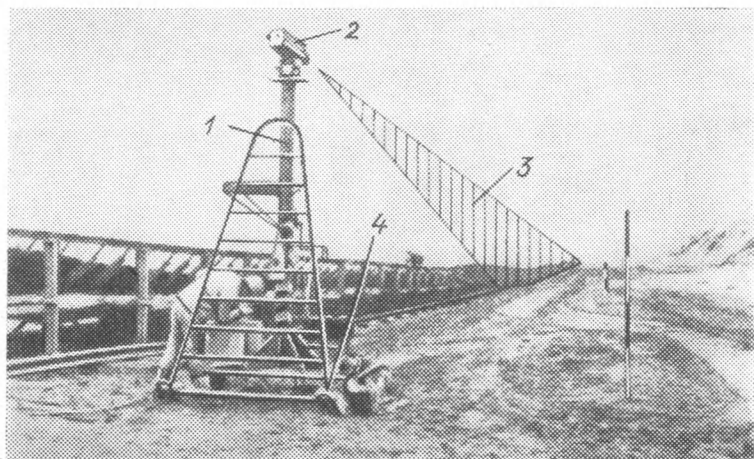


Рис. 4.69. Установка лазерного прибора на салазках со штативом:
1 — перемещение по высоте; 2 — лазер с цилиндрической линзой; 3 — лазерная вертикальная плоскость; 4 — салазки

незначительные затраты на измерения и ускорение обратного перемещения, этим самым достигается более высокая эффективность ленточного конвейера;

обратное перемещение можно выполнять также ночью;

повышение точности и направления приводит к уменьшению износа краев и повышению срока службы ленточного конвейера.

Управление дноуглубительным снарядом (рис. 4.70). В районе морского дна и побережья для создания фарватера, а также для постоянного восстановления заданных глубин, требуемых для мореплавания, применяются многоковшовые землечерпательные снаряды. Направления схода для оси фарватера, ограничения дна котлована и откосов до сих пор разбивались и маркировались на суше с помощью световых маяков или шестов, а на озере — с помощью буйев с анкерным креплением на грунте. Однако такая разбивка направления схода связана с тем недостатком, что на суше из-за застроек, откосов и крутого берега маркирование линии схода часто было невозможным, а буй, несмотря на короткое анкерное крепление, можно было установить с точностью ± 2 м из-за влияния ветра, течения, а также колебания уровня воды.

Пеленгование с землечерпательного снаряда затруднено, неточно и отчасти неосуществимо из-за часто возникающих около дна и вблизи

поверхности воды слоев пара и тумана. Эти недостатки в значительной степени исключаются при использовании лазерной измерительной техники.

Для бокового ограничения фарватера по обоим направлениям линии створа устанавливается по одному лазерному визиру после предшествующего геодезического определения положения. Место стояния

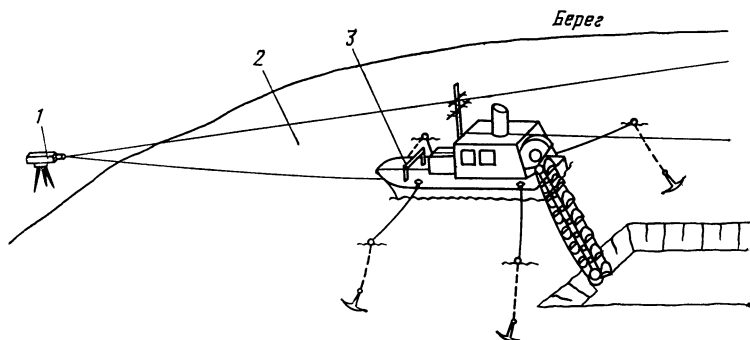


Рис. 4.70. Лазерное управление многоковшовым землечерпательным снарядом:

1 — лазерный прибор с цилиндрической линзой; 2 — вертикальная лучевая плоскость; 3 — визирное приспособление и устройство для наблюдения

вдоль линии створа может быть выбрано почти произвольно, например даже на свае, установленной в воде. Если требуются большие дальности действия (больше 5 км), то следует выбирать соответствующую высоту местоположения.

Из-за различного уровня глаз наблюдателя и высоты расположения фотоэлектрического датчика над уровнем моря должна быть сформирована вертикальная опорная плоскость с помощью цилиндрической линзы, закрепленной на лазерном визире.

На дноуглубительном снаряде устанавливается метка, по которой персонал осуществляет наблюдение за прохождением снаряда вбок путем различения крайнего луча в виде «предупреждения», а вспышка центральной области является сигналом для переключения управления.

Дальность использования для лазера с выходной мощностью лазерного излучения 1 мВт и цилиндрической линзой с фокусным расстоянием $f=2000 \div 4000$ мм (кроме густого тумана) достигает 5 км, при выходной мощности 3 мВт с цилиндрическими линзами — 16 км. Точность проведения дноуглубительных работ по боковым смещениям составляет 0,2 м.

4.2.2. ИЗМЕРЕНИЕ ДЛИНЫ [54—69]

В технике измерения линейных размеров лазеры применяются благодаря достигаемой высокой монохроматичности (большой длине когерентности), хорошей стабильности направления, хорошей фокусируемости (в частности, для сканирующего автоматического метода измерения), высокой стабильности частоты или длины волны и высокой

мощности излучения на единицу поверхности и единицу телесного угла.

В табл. 4.9 проведено сравнение некоторых важных для измерений длины свойств спектральных ламп и лазеров.

Т а б л и ц а 4.9. Важные свойства излучения

| Излучение | Длина когерентности | Мощность излучения на единицу поверхности и единицу телесного угла, Вт/(мм ² ·ср) | Относительная воспроизводимость длины волны |
|--------------------------------------|---------------------|--|---|
| Спектральные лампы | | | |
| ⁸⁶ Kr, $\lambda=605,7$ нм | 0,75 | $3 \cdot 10^{-7}$ | $4 \cdot 10^{-9}$ |
| ¹¹⁸ Kr, $\lambda=546$ нм | 0,45 | $15 \cdot 10^{-7}$ | $5 \cdot 10^{-8}$ |
| ¹¹⁴ Cd, $\lambda=644$ нм | 0,28 | $29 \cdot 10^{-7}$ | $7 \cdot 10^{-8}$ |
| Лазер He-Ne, $\lambda=633$ нм | 10^8 | 10^{-1} | $10^{-7}—10^{-11}$ |

Измерение длины с помощью лазеров происходит с помощью лазерных интерферометров, при использовании модулированного излучения, с помощью измерения времени распространения, при использовании дифракции и метода сканирования изображения.

Основой для всех измерений длины с максимальной точностью является определение метра, которое позволяет использовать прецизионный стабилизированный по частоте лазер для определения единицы длины.

4.2.2.1. Определение метра и его реализация. В октябре 1983 г. принято новое определение основной единицы длины — метра; метр — это длина пути, проходимого светом в вакууме за $1/299\,792\,458$ долю секунды [54]. Это определение основывается на установленном значении для скорости света, которая по соглашению не имеет погрешности и достигает значения $c=299\,792\,458$ м/с. В определение не входят специфические и технические характеристики. Поэтому в будущем нет оснований его изменять, а научно-технический прогресс будет сказываться лишь на способах, с помощью которых реализуется метр.

Хотя лазер в определении метра не упоминается, оно стало возможным лишь на основе метрологических результатов, полученных с помощью лазера, и наиболее точно реализация метра может быть осуществлена с помощью лазерного излучения.

Благодаря низкой погрешности представления секунды 10^{-13} в 1972 г. впервые удалось сделать непосредственную привязку частот лазерных линий ИК-диапазона с погрешностью измерения $3 \cdot 10^{-10}$. Позднее были измерены частоты лазерных линий в видимой области спектра. Для этого исходя из Cs-частоты должны быть получены с помощью нескольких смесительных каскадов ряд частот вплоть до частоты лазерного излучения. Наиболее точно измерена частота в видимой области спектра $f_i=473$ ТГц ($\lambda_i=633$ нм) с относительным стандартным отклонением $1,6 \cdot 10^{-10}$.

Известная замыкаемая непосредственно на Cs-эталон частоты частота f_1 умножается за счет нелинейности характеристики диода и смешивается с неизвестной частотой f_2 . Из измеренной на анализаторе спектра разности частот Δf и кратного mf_1 определяется f_2 . В случае,

если Δf лежит вне спектрального диапазона анализатора спектра, то осуществляют смешивание с известной частотой nf_3 , так что может быть измерена (рис. 4.71)

$$\Delta f = f_2 - mf_1 - nf_3.$$

Частоты должны многократно многоступенчато смешиваться, вместо клистронов — генераторов в СВЧ-диапазоне в оптической области используется лазер. Из известных коэффициентов умножения в каждом каскаде и определенных разностей частот получается, наконец, частота лазера в оптическом диапазоне.

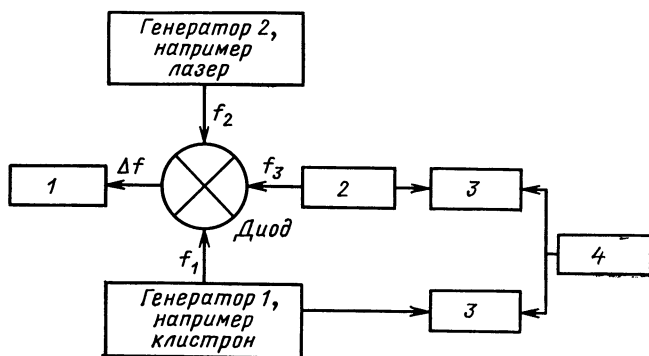


Рис. 4.71. Принцип замыкания частоты на ^{133}Cs — эталон частоты:

1 — анализатор спектра; 2 — клистрон; 3 — счетчик; 4 — цезиевый эталон частоты

Приведенные в табл. 4.10 частоты лазерных линий основаны на таких непосредственных привязках частоты, т. е. на измерениях частоты, основанных на точном определении отношений комбинаций длин волн. Материально-технические затраты на получение подобного ряда частот очень велики, так что они не всегда могут быть получены. Поэтому для практического применения необходимо иметь источники излучения в оптической области спектра, которые по своей стабильности и воспроизводимости пригодны для точного измерения частоты. Стабилизация лазерного излучения с помощью насыщающихся линий поглощения предоставляет для этого достаточную гарантию.

Для реализации единицы длины Международное бюро по мерам и весам (BIPM) рекомендовало три способа.

1. Путем измерения времени распространения t световых импульсов и скорости света c получается длина $L = ct$ согласно определению метра. Ошибка в определении времени при подобных измерениях в настоящее время составляет по меньшей мере 20 пс, что соответствует распространению света на отрезке 6 мм. Лишь для отрезков в несколько километров и во внеземной области этот способ представляет особый интерес.

2. Измерение частоты f и использование соотношения $\lambda = c/f$. Этот способ может быть реализован только на некоторых метрологических государственных станциях и из-за высоких технических затрат ограничивается только отдельными случаями.

**Таблица 4.10. Лазерные излучения, рекомендованные
Международным бюро мер и весов, которые стабилизированы
по насыщающимся линиям поглощения**

| Погло-
щающая
молекула/
переход | Линия | Лазер | Частота, МГц | Длина волны, фм | Погреш-
ность,
3 σ |
|---|--|--|---|---|---|
| CH_4
$\nu_3, \text{F}(7)$
$^{127}\text{I}_2$
17—1,
P(62)
$^{127}\text{I}_2$
11—5,
R(127)
$^{127}\text{I}_2$
9—2,
R(47)
$^{127}\text{I}_2$
43—0,
P(13) | $\text{F}_2^{(2)}$

o

i

o

a_3 | He-Ne

На краси-
теле или
He-Ne
He-Ne

He-Ne

Ar+ | 88376181,608

520206808,51

473612214,8

489880355,1

582490603,6 | 3392231397,0

576294760,27

632991398,1

611970769,8

514673466,2 | $1,3 \cdot 10^{-10}$

$6 \cdot 10^{-10}$

$1 \cdot 10^{-9}$

$1,1 \cdot 10^{-9}$

$1,3 \cdot 10^{-9}$ |

3. На основе прецизионных привязанных частот Консультативным комитетом (CCDM) Международного комитета по мерам и весам (CIPM) рекомендуются применять значения частот и длин волн подходящих лазеров. Важнейшие линии рекомендуемых источников лазерного излучения приведены в табл. 4.10. Кроме того, могут быть использованы также ранее рекомендованные длины волн известных спектральных ламп.

4.2.2.2. **Национальные единицы длины.** Для определения национальных эталонов единицы длины во многих странах используются стабилизированные по частоте лазеры, с помощью которых могут быть воспроизведены линии, указанные в табл. 4.10.

Так, например, во ВНИИ ФТРИ, СССР, Национальном бюро стандартов, США, Национальной физической лаборатории, Великобритании, и Научно-исследовательском физико-техническом институте, ФРГ, имеются все необходимые для этого типы лазеров с характеристиками, которые являются лучшими для международного сообщества. Соответственно этому многие их результаты измерения учитывались при определении международных средних значений для лазерных частот и длин волн из табл. 4.10, а также соответствующих соседних линий. В ведомстве по стандартизации, измерениям и испытаниям товаров в ГДР для этой цели существует He-Ne/ I_2 -лазер, стабилизированный насыщающимся поглощением в йоде.

Поскольку He-Ne/ I_2 -лазеры в отдельных странах по своим характеристикам очень похожи, на рис. 4.72 в качестве типичного примера показан лазер фирмы ASMW. Кроме линии сверхтонкой структуры i (табл. 4.10) могут быть однозначно воспроизведены и тем самым использованы для сравнения частот другие шесть соседних линий. На рис. 4.73 приведен график третьей гармоники подобного линейчатого спек-

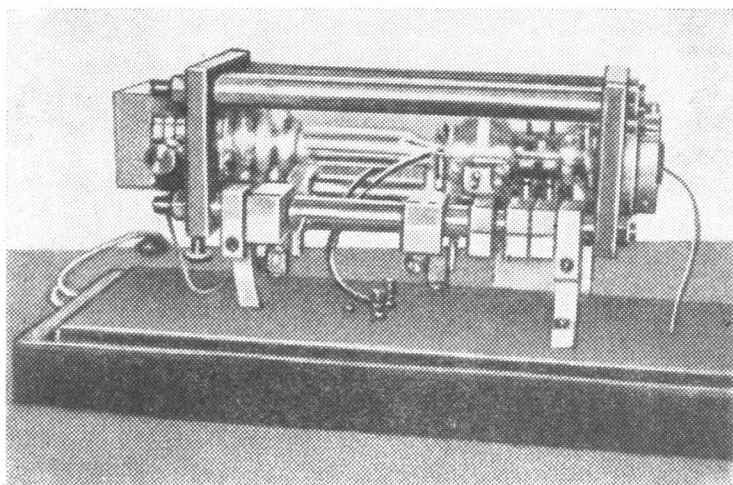


Рис. 4.72. He- Ne/I₂-лазер фирмы ASMW

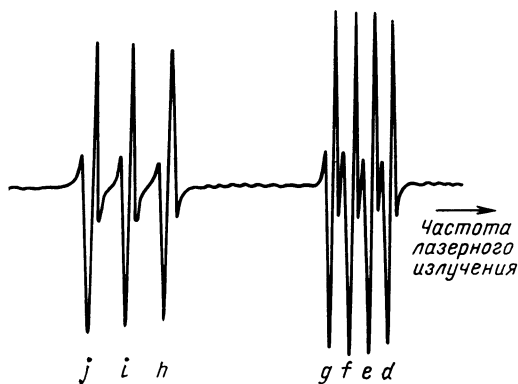


Рис. 4.73. Третья гармоника сигнала от линий поглощения от d до j как функция частоты

ра, на котором прохождение через нуль между большими экстремальными значениями соответствуют средним частотам линий.

Важнейшие характеристики этого лазера таковы:

относительная погрешность стабилизации за времена интегрирования 1 с составляет примерно $1 \cdot 10^{-11}$ (рис. 4.74);

относительное отклонение частоты от международного среднего значения составляет примерно $1 \cdot 10^{-11}$;

средние относительные отклонения частоты между одинаковыми линиями отдельных лазеров меньше $1 \cdot 10^{-11}$ [55].

He-Ne/I₂-лазер с длиной волны 0,63 мкм — часто применяемый тип лазера, потому что его видимое излучение удобно при использовании в юстировочных работах, и он уже подробно исследован. Лазеры, ра-

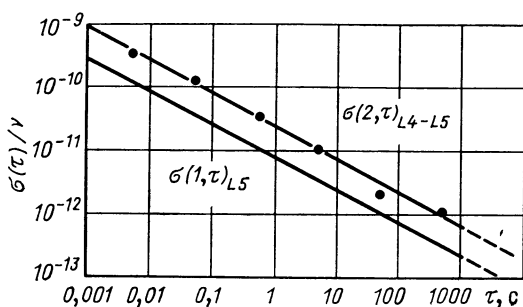


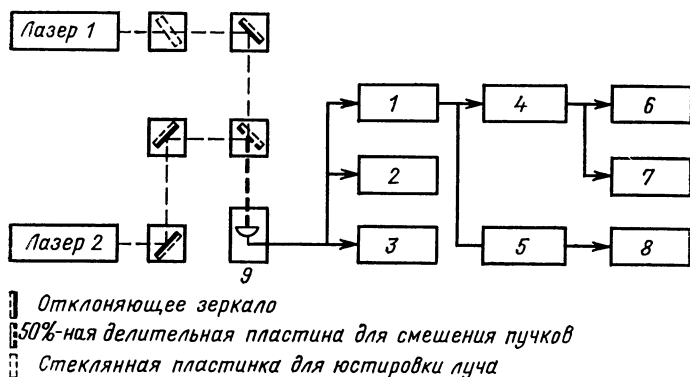
Рис. 4.74. Стабильность частоты лазерного излучения лазеров L4 и L5 фирмы ASMW, выраженная в виде дисперсии распределения вероятностей Аллана как функция времени интегрирования

ботающие на этой длине волны (но с методами стабилизации частоты, обеспечивающими более низкую точность, чем у He-Ne/I₂-лазера), часто используются для интерферометрических измерений длины. Частота этого лазера может быть очень точно и быстро определена с помощью метода гетеродинирования путем измерения разностной частоты по отношению к частотам He-Ne/I₂-лазера (рис. 4.75). Измеренные разностные частоты лежат в диапазоне от нескольких мегагерц до нескольких гигагерц. Если они превышают значения этого диапазона, то привязку осуществляют с помощью определения разностей длин волн или их отношений с помощью интерферометров Майкельсона или Фабри-Перо, ошибка измерения в которых составляет примерно от 10^{-10} до 10^{-8} .

4.2.2.3. Промышленные лазерные интерферометры. Лазеры с техническими усовершенствованиями во все возрастающей мере использовались в интерферометрии. Интерферометрическое измерение длины развивалось благодаря применению лазеров при разнообразных методах измерения. Развитие поддерживалось изготовленными промышленными лазерными интерферометрами. Случаи применения простираются от интерферометров с разностью оптических путей интерферирующих пучков от километра для сейсмических испытаний до определения литографических структур в микронном диапазоне для интегральных схем.

Принцип действия (рис. 4.76). Расширенный параллельный световой пучок диаметром 6—10 мм попадает на делитель пучка 1. Здесь происходит или деление амплитуды светового пучка, или разделение двух составляющих с ортогональными состояниями поляризации с частотами f_s и f_n . Частичный световой пучок f_s проходит контрольное расстояние, а пучок f_n — измеряемое расстояние, причем при перемещении отражателя 2 вследствие эффекта Доплера получают сдвиг частоты $\pm \Delta f$. При наложении частичных пучков, отраженных от трипель-призм, в делителе пучка 1 возникает интерференционная картина.

Трипель-призма перемещается на пути измерительного луча на измеряемое расстояние (луч, показанный штриховой линией), и подсчитываются появляющиеся при этом интерференционные полосы (в большинстве случаев в виде $1/2$, $1/4$ или $1/8$ длины волны) и их дробные части. ЭВМ, соединенная с интерферометром, выдает результат в же-



Т а б л и ц а 4.11. Промышленные лазерные интерферометры

| Тип интерферометра | Изготовитель | Диапазон измерения, м | Максимальная скорость измерения, мм/с | Максимальное разрешение | Максимально допустимое диафрагмирование луча или уменьшение мощности излучения, % | Принадлежности, измерение, разрешение |
|--------------------|---|---|---------------------------------------|--|---|---|
| LIMS | Предприятие Meira Blansko, ЧССР | 0—10; температура воздуха и материала 14—30 °С; давление воздуха 95—101 кПа | 200 | $\lambda/8$ (0,08 мкм) | 50 | Автоматическая коррекция воздействий внешней среды, измерение наклона (разрешение 1 мкм/м), измерение малых углов (разрешение 0,2"), измерение прямолинейности (разрешение 1 мкм) |
| LMS 100 | Народное предприятие Carl Zeiss Йена, ГДР | 0—40; температура воздуха и материала 18—28 °С | 416 | $\lambda/8$ или $\lambda/16$ (0,04 мкм) с дополнительным устройством $\lambda/64$ (0,01 мкм) | 40 | Устройство для измерения несоосности, угловое отклонение и отклонение по направлению 0,1" |
| 5526A | Фирма Hewlett Packard, | 0—61; температура воздуха и | 300 | $\lambda/4$ (0,1 мкм) с дополнени- | 95 | Автоматическая коррекция воздействий внеш- |

| | | | | | | |
|-----------------|----------------------------------|---|------------|--|------------|---|
| | США | материала 13—40 °С; давление воздуха 74,5—105 кПа | | тельным устройством 0,01 мкм | | ней среды, измерение углов и плоскости 0,1", измерение отклонений от прямолинейности 0,4 мкм/м, программа анализа |
| Metrilas М 100Е | Фирма Sogo, Франция | 0—30; температура воздуха и материала 10—40 °С; давление воздуха 66,5—106,4 кПа | 300 | 0,3 мкм с дополнительным устройством 0,03 мкм | Нет данных | Автоматическая коррекция воздействий внешней среды, измерение углов и плоскости 1", с дополнительным устройством 0,1" |
| LI 2000 | Предприятие Iskra—Сео, Югославия | 0—20 | Нет данных | $\lambda/8$ (0,1 мкм) | 95 | Рефрактометр: автоматическая коррекция внешних воздействий |
| LIL 3000 | Фирма Oriel, США | 0—3 | >400 | $\lambda/8$ (0,08 мкм), с дополнительным устройством $\lambda/16$ (0,04 мкм) | 75 | Автоматическая коррекция внешних воздействий |

Применения. Лазерные интерферометры применяются для:

1) измерения прямолинейных перемещений по трем перпендикулярным координатным осям, например в литографических приборах для определения расстояний между проводящими дорожками на платах, для определения положения в трехкоординатных измерительных машинах;

2) выверки больших станин станков (длиной до 30 м);

3) контроля прямолинейного хода машин, а также плоскостности столов машины, например исследование производительности машин или оценка износа машин, в частности станков с ЧПУ для обеспечения качества продукции;

4) определения поступательных и вращательных колебаний машин в большом диапазоне амплитуд и частот, а также неуравновешенности двигателей, например на двигателях гироскопов с высокой частотой вращения для навигационных целей [56].

4.2.2.4. Лазерные интерферометры с высоким разрешением. С применением лазера в интерферометрических измерениях уже достигнуты разрешения $(10^{-3} - 10^{-5}) \lambda$. Определение очень малых долей интерференционной полосы можно объяснить тремя обстоятельствами [57, 58].

1. Частота и тем самым длина волны лазера 2 (рис. 4.77) изменя-

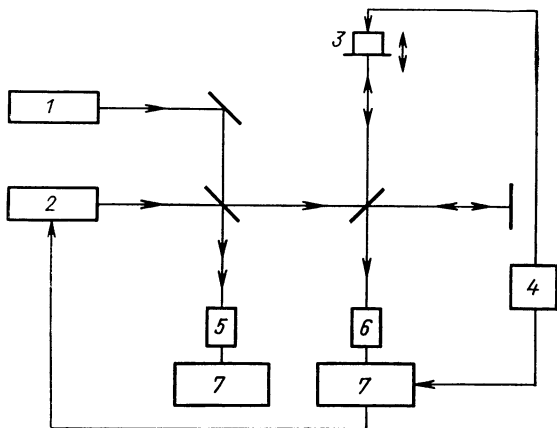


Рис. 4.77. Схема интерферометра с высоким разрешением:

1 — стабилизированный по частоте лазер; 2 — нестабилизированный лазер; 3 — зеркало с пьезокерамикой; 4 — генератор; 5, 6 — приемники; 7 — синхронный детектор

ются таким образом, что разность хода в интерферометре соответствует целому числу интерференционных полос. Модуляция f_g от генератора 4, наложенная с помощью зеркала 3 на интерференционный сигнал, исчезает на приемнике 5 при точном установлении целого числа интерференционных полос. Частота лазера 2 определяется из разностной частоты, полученной с использованием стабилизированного по частоте лазера 1. Оптическая разность хода в интерферометре получается из

частоты лазера 2 и числа целых интерференционных полос. Достигнутое разрешение $10^{-5} \lambda$.

2. Оптическая разность хода определяется из четырех соседних значений интенсивностей, которые отличаются на одинаковые дробные части полос. Достигнутое разрешение $10^{-3} \lambda$.

3. Для измерения используется длина волны и фаза сигнала биеений ($f_s - f_h$) двухчастотного лазера (рис. 4.78). Фаза возникающего при

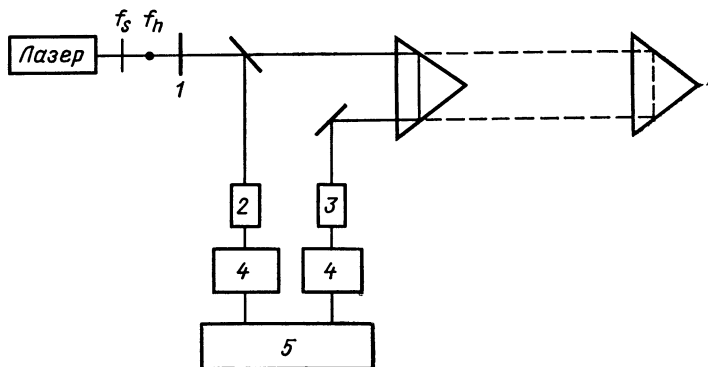


Рис. 4.78. Схема интерферометра, в котором используется частота биеений $f_h - f_s$:

1 — поляризатор; 2, 3 — приемники; 4 — усилитель; 5 — фазовый дискриминатор

этом интерференционного сигнала определяется с помощью фазового дискриминатора 5, что особенно точно можно осуществить в окрестности перехода через нуль интерференционного сигнала. Достигнутое разрешение ($10^{-3} - 10^{-4}$) λ .

Применения:

прецизионные сравнения длин волн в видимом диапазоне, где непосредственная привязка частот для коротковолнового излучения еще не выполнена;

определение формы и качества плоских, сферических, асферических и цилиндрических поверхностей (например, при изготовлении линз, зеркал и призм); промышленные приборы для подобного применения имеют уже разрешение $\lambda/50$ [59], разрешение лабораторных приборов достигает $\lambda/600$ [60];

измерение однородности и напряжений оптических материалов (например, контроль лазерных стержней), измерение плоскостности у дисков памяти;

контроль шариков для шарикоподшипников, головок записи и воспроизведения, форм для литья под давлением, линз из пластмассы и т.д.

4.2.2.5. Модуляция лазерного излучения. Для модуляции лазерного излучения существуют два способа.

1. Интенсивность светового пучка, который проходит измеряемое расстояние, модулируется частотами СВЧ-диапазона. Фаза на модулирующей частоте волны света, отраженного от цели, сравнивается с фа-

зой испущенного излучения, и отсюда определяется доля модулирующей длины волны, соответствующая длине пути светового пучка. Число целых модулирующих длин волн, выпадающих на длину пути светового пучка, получается при применении нескольких модуляций, мало отличающихся по длине волны. Этот способ сильно зависит от атмосферных воздействий.

2. Применяется двухчастотный лазер с частотами f_h и f_s (рис. 4.78). На приемнике 2 возникает сигнал биений $f_h - f_s$ с постоянной фазой, а на приемнике 3 — с фазой, зависящей от удаления от цели. С помощью фазового дискриминатора измеряется разность фаз между сигналами, поступающими на приемники 2 и 3. Кратные длины волны биений, соответствующие измеряемому расстоянию, определяются путем изменения длины биений.

Достижимая погрешность измерения: для расстояний от нескольких метров до одного километра 0,1—1 мм [63].

Применения:

геодезическое измерение расстояний при визуальной связи между конечными точками измеряемого отрезка; расстояния от нескольких метров до нескольких километров;

измерение изменений высоты поверхностей, например, воды, масла и т. д. [58].

4.2.2.6. Измерение времени распространения световых сигналов.

Короткий световой импульс направляется вдоль измеряемого участка, отражается от конечной точки, и измеряется время до его прихода в начальную точку. Зная скорость света и измеренное время распространения, можно вычислить длину измеряемого промежутка.

С помощью лазеров можно значительно легче формировать по сравнению с обычными источниками света короткие импульсы с высокой плотностью энергии, так что для подобных методов измерения применяются исключительно лазеры. Поскольку максимальная погрешность этого способа (несмотря на другие возмущающие воздействия) в настоящее время составляет примерно 6 мм (см. подраздел 4.2.2.1), этот метод зарекомендовал себя хорошо лишь при измерении относительно больших расстояний.

Кроме ошибки при измерении времени погрешность этого метода решающим образом зависит от крутизны фронта излучаемых световых импульсов.

Применения:

для геодезических измерений расстояний в интервале от нескольких метров до нескольких километров; относительная погрешность измерения 10^{-3} [61];

определение траекторий спутников для расстояний примерно 100—300 км; относительная погрешность измерения 10^{-7} [62];

измерение расстояния Земля—Луна; установленные на Луне отражатели (рис. 4.79) позволяют осуществить прием световых сигналов на Земле; погрешность измерения 0,15 м [63].

4.2.2.7. Дифракция. При освещении щелевых конфигураций (рис. 4.80, а—в) лазерным излучением возникают легко обнаруживаемые дифракционные структуры [64]. Сужение щели приводит к расширению дифракционных полос, а расширение щели — к их сужению. Изменение дифракционной картины можно очень точно зарегистрировать, например, как на рис. 4.80, г, путем регистрации с помощью линейного ПЗС-фотоприемника.

Отношение изменения ширины полосы к вызвавшему его изменению ширины щели достигает примерно 400 n , причем n обозначает ис-

пользуемый порядок дифракции. Типичная область применения для щелей составляет 0,1—5 мм.

Достижимая погрешность измерения или разрешение:
для промышленных измерительных устройств 0,1 мкм [65];
для лабораторных приборов несколько нанометров [64].

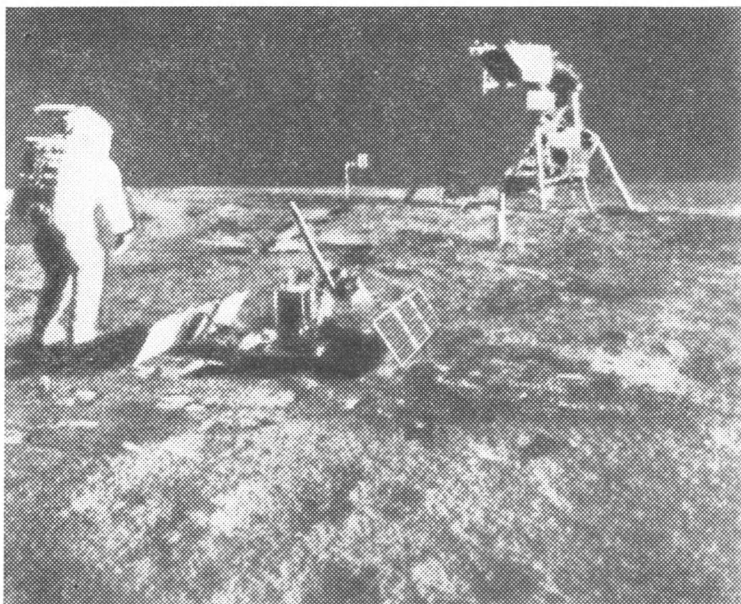


Рис. 4.79. Измерение расстояния Земля — Луна с помощью лазерного отражателя, установленного астронавтами КА «Аполлон-11» на поверхности Луны (фото НАСА, США)

Применения:

измерение диаметра и сферичности шариков с высокими требованиями к точности;

определение диаметров и шероховатости волос;

контроль за изменениями диаметра проволоки, толщины оконного стекла и синтетических волокон;

измерение волоочильных камней (диаметр отверстия, длина и угол конуса).

4.2.2.8. Фотоэлектрический метод. Фотоэлектрические методы применяются во все возрастающей мере в технологическом процессе для автоматического контроля и измерения геометрических величин, а также для обнаружения дефекта в изделиях.

Измеряемый объект проводят через лазерный луч, или, наоборот, по нему сканируют лазерным лучом. Для определения геометрических размеров объекта служат границы тени, времена затенения или различные условия отражения, например угол отражения.

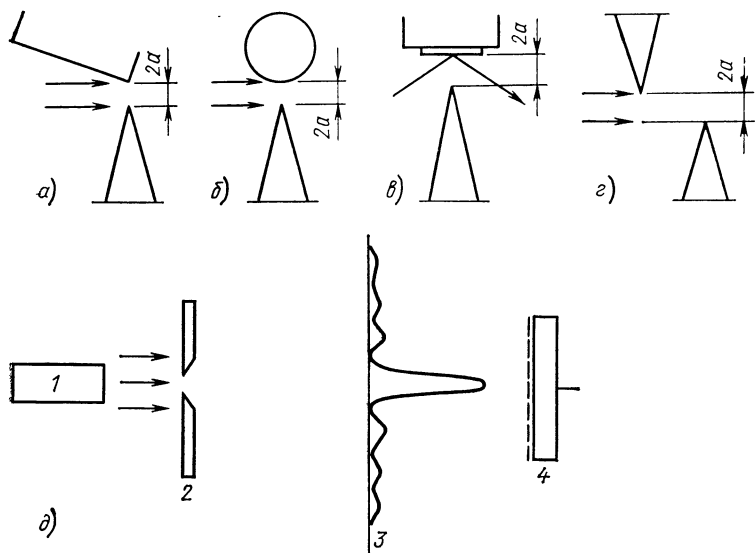


Рис. 4.80. Возможные конфигурации щелей для применения явления дифракции:

а — опорное ребро против ребра объекта; *б* — опорное ребро против сферы; *в* — опорное ребро против поверхности; *г* — смещенные относительно друг друга дифракционные края ($2a$ — ширина щели); *д* — схема дифракционного измерительного прибора; 1 — лазер; 2 — цель; 3 — дифракционная картина; 4 — приемник (ПЗС — линейка)

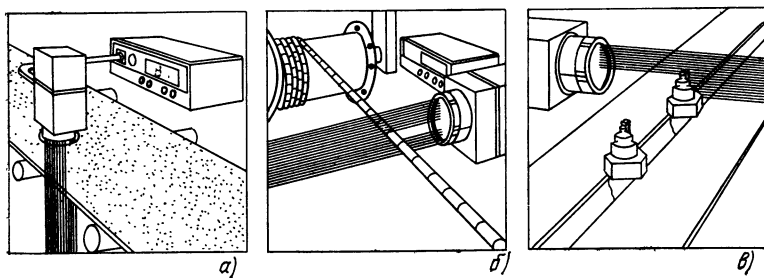


Рис. 4.81. Применение фотоэлектрического метода с использованием границ тени:

а — определение границы и позиционирование измеряемого материала; *б* — определение диаметра и провисания материала в виде каната; *в* — контроль расстояния между контактами свечи зажигания

Применения:

определение границы и позиционирование измеряемого вещества (рис. 4.81, а);

определение диаметра и провисания материала в виде каната (рис. 4.81, б);

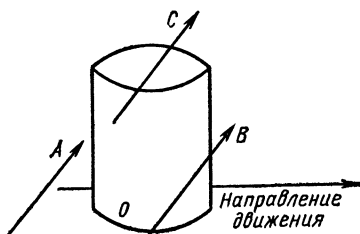
контроль расстояния между контактами свечи зажигания (рис. 4.81, в); относительная погрешность в этих случаях применения достигает примерно 10^{-3} ;

определение совпадения и диаметра втулок колес автомашины, контроль перфораторов, контроль параллельности горловин распылителей; принцип измерения:

измерение объекта по затенению пучков А, В и С (рис. 4.82) [66]; достигнутая точность измерения составляет 10—1 мкм;

Рис. 4.82. Определение геометрии объекта с помощью световых пучков:

А, В и С — световые пучки; О — объект



измерение диаметра горячих (900°C) стальных труб во время технологического цикла [67], измерение диаметров проволоочных канатов, измерения при шлифовании круглых сталей, определение толщин изоляции провода в процессе изготовления, а также измерения длин тепловыделяющих элементов атомного реактора и др. [68]; принцип измерения

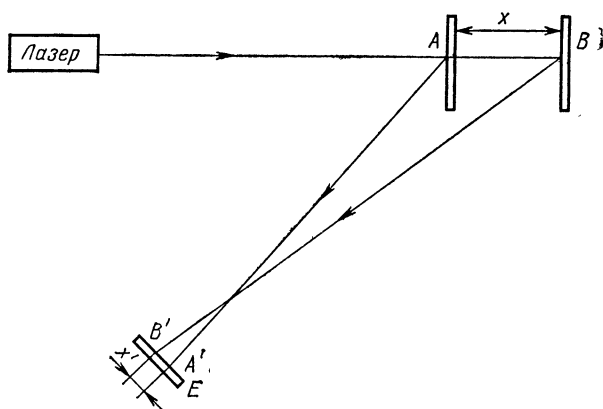


Рис. 4.83. Схема применения метода триангуляции:

А и В — точки поверхностей объекта с расстоянием x между ними; А' и В' — их изображение на приемнике Е

ния: измерение времени затенения лазерного пучка измеряемым объектом; достигаемая точность измерения — до 0,25 мкм;

определение толщины деталей или разностей уровней (например, жидких металлов); принцип измерения: метод триангуляции (рис. 4.83);

световая точка A на поверхности измеряемого объекта отображается на приемник E в световую точку A' , а точка B — на приемник E на расстоянии x' от точки A ; при фиксированном расположении источника света и приемника можно найти расстояние x из его отображения x' ; достигаемая точность измерения 10—1 мкм [4.69].

4.2.3. ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ [70—77]

4.2.3.1. Измерение угловых скоростей. Угловые скорости могут быть измерены с помощью кольцевого лазера, если этот лазер прочно соединен с вращающейся системой, а ось вращения пересекает поверхность кольцевого лазера под углом, отличающимся от нуля, при этом используется то обстоятельство, что время прохождения электромагнитной волны во вращающемся кольцевом резонаторе повышается или уменьшается в зависимости от того, совпадает направление прохождения электромагнитной волны с направлением вращения кольцевого резонатора или противоположно ему. Этот эффект, впервые обнаруженный Саньяком, в 1926 г. был использован Майкельсоном и Гале [70] для измерения скорости вращения Земли с помощью кольцевого интерферометра с большой протяженностью (периметр составлял примерно 2 км).

В кольцевом лазере изменение времени обращения, которое практически соответствует изменению длины резонатора, приводит к сдвигу резонансной частоты, так что между противоположно распространяющимися волнами лазерного излучения возникает сдвиг частот. Расщепление частоты определяется выражением

$$\Delta\nu = (4A/l\lambda) n\Omega, \quad (4.2)$$

где l — длина резонатора кольцевого лазера; A — площадь кольцевого лазера; n — нормаль к поверхности; Ω — вектор угловой скорости; λ — длина волны лазерного излучения.

Расщепление частоты регистрируется простым способом путем наложения обоих отдельно выведенных пучков на полупрозрачном зеркале (рис. 4.84).

С кольцевым резонатором преимущественно применяются газовые лазеры в видимом спектральном диапазоне (He-Ne-лазер). Эти лазеры без специальных мер позволяют обеспечить одномодовый режим работы при достаточно большой площади (периметр 30—40 см).

Обнаружение очень малых угловых скоростей затрудняется тем обстоятельством, что встречные волны лазерного излучения взаимно синхронизируются при малом расщеплении частоты (примерно 1 кГц) [71].

Существенное повышение чувствительности может быть достигнуто, если имеется постоянное расщепление частоты и регистрируется изменение этого расщепления, обусловленное вращением. Работающие согласно этому принципу кольцевые лазеры позволяют обнаружить угловые скорости порядка 0,01 град/ч (максимальное значение 0,001 град/ч). С такой чувствительностью кольцевой лазер имеет наибольшее значение как оптический гироскоп (лазерный гироскоп). Преимущество лазерного гироскопа по отношению к обычному гироскопу состоит в незначительной восприимчивости к помехам при вибрациях

(нет движущихся частей). Отсюда вытекает также его применение в качестве навигационного инструмента в авиации и космонавтике.

Комплект оптического гироскопа, как правило, состоит из трех кольцевых лазеров, которые ориентировались в ортогональных плоскостях. Обработка с помощью ЭВМ трех измеренных значений позволяет определить пространственную ориентацию угловой скорости.

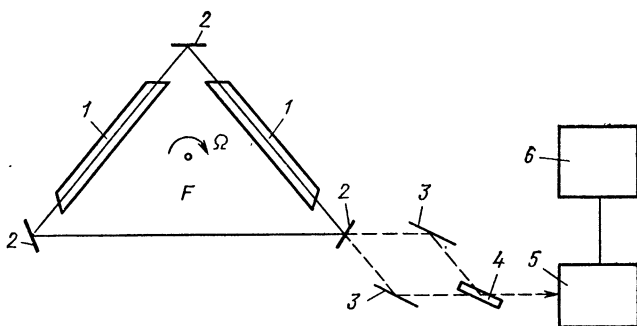


Рис. 4.84. Измерение угловых скоростей с помощью кольцевого лазера: 1 — лазер; 2 — зеркало резонатора; 3 — отклоняющее зеркало; 4 — полупрозрачное зеркало; 5 — приемник; 6 — блок электронной обработки

4.2.3.2. Измерение поступательных скоростей. Наиболее часто применяемый метод (табл. 4.12) основан на использовании доплеровского сдвига частоты видимого излучения при отражении или рассеянии на движущемся объекте. Сдвиг частоты регистрируется путем оптического смешения отраженного или рассеянного излучения с опорным пучком этого же лазера. Возникающая при этом частота биений в пренебрежении квадратическим доплеровским эффектом ($v \ll c$) определяется соотношением

$$\Delta\nu = (1/2\pi) v (k_s - k_0), \quad (4.3)$$

где v — вектор скорости; k_s — волновой вектор отраженного (рассеянного) излучения; k_0 — волновой вектор падающего излучения.

На измеряемом объекте целесообразно использовать отражатели для лазерного излучения в схеме Майкельсона.

Преимущество: скорость движущегося объекта можно измерить с любого расстояния; могут быть измерены не только скорости макроскопических объектов, но также и распределение скоростей в текущем газе или жидкости, если они имеют достаточную концентрацию рассеивающих центров.

Недостаток: возможности установки отражателя сильно ограничены. Для измерения поэтому часто используется рассеянный свет [72, 73].

Принцип действия измерительного устройства (рис. 4.85). Лазерное излучение с помощью линзы фокусируется в маленькую область протекающего вещества. Исходящий из фокуса рассеянный свет собирается линзой, отклоняется глухим зеркалом 3 и смешивается на полупрозрачном зеркале 4 с излучением, которое непосредственно проходит через исследуемую область. Фотоэлектрический

Т а б л и ц а 4.12. Примеры выполненных измерений скорости

| Тип прибора | Литература | Параметр | Применение |
|--|------------|--|---|
| He-Ne-лазер (рис. 4.86) | [75] | Диапазон измерения 0,2—7700 мм/с, измерение до 20 м | Пресс для прессования изделий из алюминия, нагретая до красного каления сталь, бумага, резина и др., пыль и пламя не оказывают влияния на измерение |
| CO ₂ -лазер непрерывного действия (рис. 4.86) | [76] | Диапазон измерения 130—400 км/ч, дальность действия до 500 м | Посадочные скорости самолетов |
| He-Ne-лазер | [74] | Диапазон измерения до 1300 м/с | Скорости малых частиц диаметром примерно 1 мкм (истечение реактивной струи) |
| He-Ne-лазер (рис. 4.85) | [72] | Диапазон измерения от 0,1 м/с, диаметр измеряемого объема 10 мкм | Профиль течения в трубе, количества протекающей жидкости, измерения турбулентности |

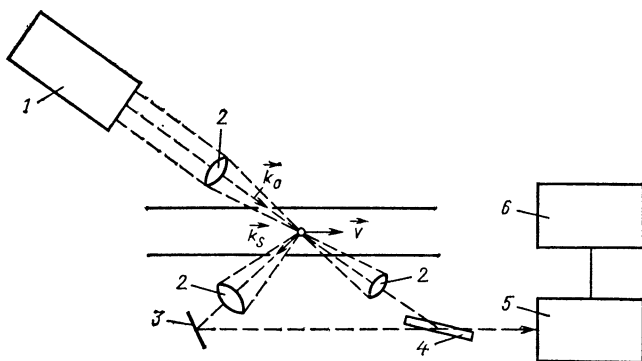


Рис. 4.85. Измерение скорости методом рассеянного света:

1 — лазер; 2 — линзы; 3 — отклоняющее зеркало; 4 — полупрозрачное зеркало; 5 — приемник; 6 — блок электронной обработки

приемник 5 принимает частоту биений, которая определяется с помощью частотомера или анализатора спектра. Поскольку измеряемый объем может быть мал, протяженностью примерно 10 мкм (диаметр фокального пятна), с помощью этого устройства можно измерить, например, также профиль течения с высокой точностью.

Другим часто используемым устройством (рис. 4.86) [74] (см. также [75, 76]) является интерферометр Майкельсона, в котором одно

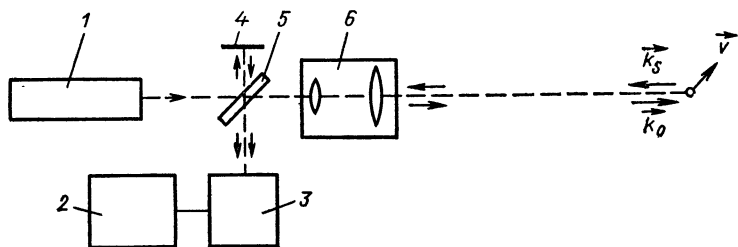


Рис. 4.86. Измерение скорости с помощью интерферометра Майкельсона: 1 — лазер; 2 — блок электронной обработки; 3 — приемник; 4 — отклоняющее зеркало; 5 — полупрозрачное зеркало; 6 — телескопическая система

из зеркал заменено рассеивающей поверхностью движущего объекта. С помощью такого устройства преимущественно могут быть измерены скорости на больших расстояниях (при использовании He-Ne-лазера средней мощности примерно до 20 м).

Применение: измерения на раскаленном прокате и в струе реактивных двигателей.

Чувствительность измерения равна примерно 10^{-5} м/с и ограничена возмущениями, которые действуют различным образом на оба интерферирующих пучка (вибрации, колебания плотности воздуха и т. д.). Верхняя граница измеряемого диапазона определяется постоянной времени измерительного устройства.

Наряду с измерениями скорости возможны также измерения турбулентности у протекающего вещества.

Здесь используется то обстоятельство, что при появлении различных скоростей (в измеряемом объеме) рассеянный свет испытывает спектральное уширение.

Применение: измерение расхода или длин материала (например, на прокатном устройстве); возможно измерение скоростей потока путем определения коэффициентов увлечения Френеля с помощью кольцевого лазера (рис. 4.87).

Составляющая скорости v_z в направлении распространения света вызывает увеличение или уменьшение скорости света в протекающей среде на величину

$$\Delta c = \pm \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) v_z, \quad (4.4)$$

где n — показатель преломления протекающего вещества; + — направление распространения света совпадает с направлением компоненты v_z .

Этот эффект приводит, как и во вращающемся кольцевом лазере, к расщеплению резонансных частот для двух направлений обхода света в кольцевом лазере на величину

$$\Delta\nu = \frac{s(n^2 - 1)}{\pi l} k v, \quad (4.5)$$

где l — длина резонатора кольцевого лазера; s — оптическая длина пути в протекающей среде.

Обнаружение этого расщепления частоты и обработки сигнала биений происходит так же, как и при измерении угловых скоростей при использовании кольцевого лазера,

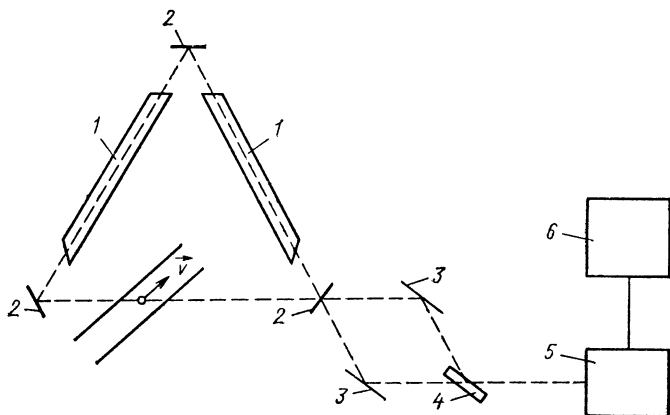


Рис. 4.87. Измерение скоростей потока с помощью кольцевого лазера: 1 — лазер; 2 — зеркала резонатора; 3 — отклоняющее зеркало; 4 — полупрозрачное зеркало; 5 — приемник; 6 — блок электронной обработки

Расщепление частоты зависит от показателя преломления протекающей среды.

Это означает, что для жидкостей измерения могут быть выполнены, например, значительно точнее, чем для протекающих газов.

Предельная чувствительность составляет 10^{-6} м/с для жидкостей и 10^{-3} м/с для газов.

4.3. ОПТИЧЕСКАЯ ПЕРЕДАЧА ИНФОРМАЦИИ [78—107]

4.3.1. ВВЕДЕНИЕ

Применение света для передачи сообщения известно давно. Прежде всего в первой половине этого столетия были успешно применены инфракрасные устройства для передачи информации в специальных системах, однако вследствие некогерентности излучения и тем самым сильно ограниченной дальности действия (недостаточная направлен-

ность светового пучка) и модуляционной способности подобные системы передачи не получили широкого распространения. Лишь с разработкой лазера в распоряжении специалистов оказался источник света с отличными когерентными свойствами (большая длина когерентности), излучение которого при большой частоте ν (не более 10^{15} Гц) и тем самым большой возможной полосе модуляции и малой ширине линии подходит для оптической передачи информации.

Развитие в этой области в последние годы происходило интенсивно и привело к тому, что в настоящее время уже существует большое число экспериментальных линий с лазером в качестве источника света, а в недалеком будущем необходимо считаться с широким коммерческим применением трансляционных систем этого рода. Оптические системы передачи информации работают с несущими частотами 10^{13} — 10^{15} Гц, соответствующими длинам волн $\lambda = 33 \div 0,33$ мкм. Применяемая длина волны из этого диапазона для передачи информации зависит от:

постановки задачи по передаче информации (требуемая полоса частот модуляции, расстояние, передающая среда);

источника света, имеющегося в распоряжении (в основном полупроводниковые инжекционные лазеры и светодиоды, в отдельных случаях миниатюрные твердотельные лазеры, CO_2 -лазеры);

модуляционной способности;

системы передачи [через вакуум (космическое пространство), воздух, специальные газы, стекловолокно];

возможности демодуляции.

Принципиально система для оптической передачи информации состоит из шести компонентов [106] (рис. 4.88).

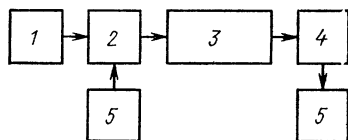


Рис. 4.88. Схема системы для оптической передачи информации:

1 — источник света; 2 — модулятор света; 3 — линия передачи; 4 — фотоприемник; 5 — сигнал

При использовании полупроводниковых лазеров в качестве источников света внешний модулятор может быть исключен (непосредственная модуляция лазера с помощью возбуждающего тока в этом случае имеет преимущество).

Задачей оптической передачи информации является передача (модулированного) излучения от передатчика к приемнику, и тем самым решающее значение приобретает среда распространения сигнала. Свойства среды в основном определяют конструкцию и размеры всей системы передачи, включая выбор источника света и приемника.

4.3.2. ПЕРЕДАЮЩИЕ СРЕДЫ

Следует различать передачу информации в следующих средах: земной атмосфере, линзовых световодах, оптических волноводах.

Вакуум в качестве передающей среды (например, связь в космическом пространстве между спутниками или по вакуумированным трубам) не представляет особенностей и далее не рассматривается.

4.3.2.1. Передача информации в земной атмосфере. Из-за геометрических потерь, обусловленных расходимостью излучения, при оптической передаче сигнала в вакууме принимаемая мощность на расстоянии R на длине волны λ равна:

$$P_E/P_s = A_s A_E / (\lambda^2 R^2), \quad (4.6)$$

где P_s и P_E — излучаемая и принимаемая мощность; A_s и A_E — апертуры передающей и приемной систем.

Соответствующие потери (дифракция) называются потерями свободного пространства. К этим потерям следует добавить потери при распространении излучения через атмосферу за счет поглощения, рассеяния, рефракции (изменение формы и направления распространения световых пучков).

При распространении светового пучка в передающей среде происходит уменьшение интенсивности I_0 светового пучка. На расстоянии R имеем [107]

$$I = I_0 e^{-\delta R}, \quad (4.7)$$

где δ — коэффициент затухания*:

$$\delta = \delta_1 + \delta_2 + \delta_3. \quad (4.8)$$

δ_1 характеризует молекулярное поглощение, в оптической спектральной области в основном определяется парами воды, диоксидом углерода и озоном (рис. 4.89) [107]. Спектральная область между 0,4 и

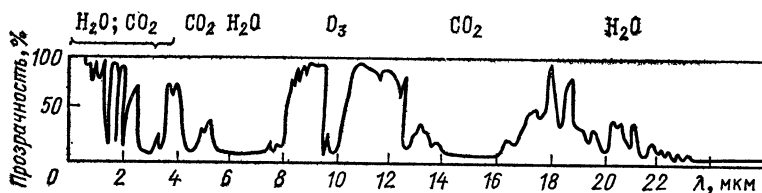


Рис. 4.89. Молекулярное поглощение в оптической области спектра

1,2 мкм почти свободна от поглощения, $\delta_1 \approx 1 \div 10$ дБ/км. Аналогичная ситуация имеет место для некоторых спектральных областей в ИК-диапазоне, например, между 10 и 12 мкм. В этом случае говорят об оптических окнах прозрачности.

δ_2 характеризует потери, обусловленные рассеянием на молекулах, частицах дыма и пыли, испарениях, тумане, дожде и снеге. Если рассеивающие частицы малы по отношению к длине волны (молекулы, мельчайшие капли воды), то речь идет о рэлеевском рассеянии. Тогда для коэффициента рассеяния Рэлея имеем

$$\delta_R \sim \lambda^{-4}. \quad (4.9)$$

Если рассеивающие частицы примерно равны или даже больше, чем длина волны, то происходит рассеяние Ми, для которого коэф-

* Затухание — в дБ/км: x дБ/км обозначает, что интенсивность на расстоянии 1 км уменьшается в $10^{x/10}$ раз.

коэффициент рассеяния равен:

$$\delta_M \sim \lambda^{-n}, \quad (4.10)$$

где $0 < n < 4$, причем точное значение n зависит от величины, формы, а также диэлектрических постоянных рассеивающих частиц. Длину волны следует выбирать в зависимости от ожидаемых условий в атмосфере и требуемой дальности связи.

δ_3 характеризует рассеяние на флуктуациях показателя преломления. Флуктуации показателя преломления вызываются турбулентными потоками в воздухе (перемешивание теплого и холодного воздуха), которые приводят к колебаниям температуры и влажности и тем самым к изменениям показателя преломления. Наряду с рассеянием (включая отклонение) светового пучка имеют место флуктуации амплитуды, фазы, поляризации и угла падения (относительно приемника).

δ_3 обуславливает сильно флуктуирующие во времени потери при передаче сигнала, что может привести к ограниченному во времени срыву передачи. Соответствующие потери можно уменьшить путем определенного выбора оптической системы, в частности с помощью расширения светового пучка.

Для определения суммарных потерь на затухание для выбранной линии передачи необходимы обширные измерения в течение больших промежутков времени при самых разнообразных атмосферных условиях при использовании источников света различных длин волн (табл. 4.13, рис. 4.90) [78, 79]. Из данных таблицы ясно видно преимущество

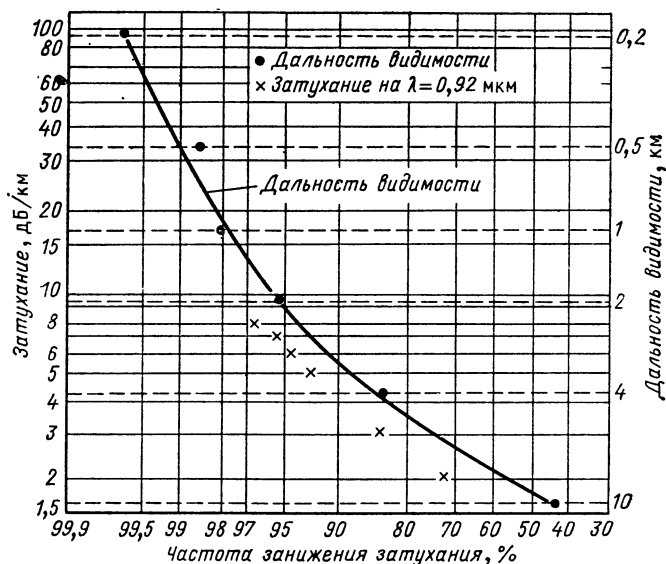


Рис. 4.90. Частота занижения затухания света для определенного измераемого участка (2,5 км) в атмосфере [45]

Т а б л и ц а 4.13. Затухание излучения в атмосфере на длине волны 0,6328 и 10,6 мкм

| Причина | Затухание, дБ/км, на длине волны, мкм | |
|-------------------------|---------------------------------------|-------|
| | 0,6328 | 10,6 |
| Молекулярное поглощение | 0,5—10 | 0,5 |
| Ми-рассеяние, испарения | 1—2 | 0,5—1 |
| Туман: | | |
| слабый | 3—5 | 1—2 |
| средний | 8—10 | 2—3 |
| сильный | >20 | >5 |
| Дождь: | | |
| слабый | 2—4 | 1—2 |
| средний | 8—10 | 2—4 |
| сильный | >20 | >6 |
| Снег: | | |
| слабый | 5—7 | 1—3 |
| средний | 12—15 | 3—5 |
| сильный | >30 | >8 |

применения излучения с длиной волны $\lambda=10,6$ мкм. Об аналогичных измерениях для $\lambda=0,6328$ мкм, $\lambda=0,92$ мкм и $\lambda=10,6$ мкм см. [80, 81].

Оптическая передача информации в земной атмосфере рассматривается только для относительно коротких расстояний, при этом должны допускаться определенные кратковременные сбои при передаче информации: надежность линии передачи не более 99 %.

4.3.2.2. **Линзовые световоды.** Возможность исключения мешающего влияния атмосферы на распространение лазерного пучка состоит в том, чтобы провести свет в определенной атмосфере (газ с малым поглощением) внутри трубы, при этом необходимы линзовые и зеркальные системы для подфокусировки и отклонения излучения.

В качестве линз применяются стеклянные или даже газовые линзы.

Пример. Линзовый световод длиной 1 км согласно Гоубау [82]. Было использовано 10 линз диаметром 25 мм с фокусным расстоянием 50 м, расстояние между линзами составляло 100 м, диаметр труб—50 мм. Затухание достигло 1 дБ/км.

Преимущество: малые потери на поглощение и рассеяние.

Недостаток: необходима весьма точная юстировка многих оптических элементов, что трудно достигнуть при колебаниях температуры и вибрациях для больших промежутков времени; кроме того, прокладка линзовых световодов с большими длинами требует больших затрат.

4.3.2.3. **Оптические волноводы.** Оптический волновод — это стекловолокно, состоящее из сердцевины и оболочки, причем сердцевина имеет более высокий показатель преломления (n_k) по сравнению с показателем преломления оболочки (n_m), т. е. $n_m < n_k$. Вследствие полного внутреннего отражения свет распространяется в пределах сердцевины волокна, при этом необходимо использовать стекла с малым затуханием и дисперсией (устранение искажений).

Типичные диаметры световода: сердцевина 50—200 мкм, оболочка 100—250 мкм.

В зависимости от структуры световода рассматривают различные механизмы распространения (рис. 4.91) [83, 84].

1. Многомодовые световоды со ступенчатым профилем показателя преломления. Полное внутреннее отражение имеет место, если излучение падает на границу под углом меньшим, чем $2\alpha_{\max}$ (угол ввода световых лучей в волновод). Имеем

$$\sin \alpha_{\max} = \sqrt{n_K^2 - n_M^2} = NA. \quad (4.11)$$

Числовая апертура NA тем самым является мерой максимально вводимой световой мощности. При обычных значениях $NA=0,2 \div 0,3$

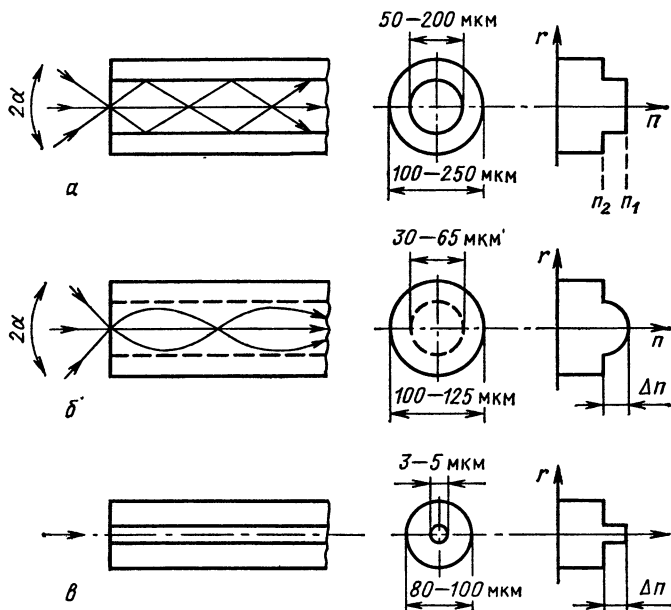


Рис. 4.91. Некоторые типы световодов:

a — ступенчатый профиль показателя преломления; *б* — градиентный профиль показателя преломления; *в* — одномодовый световод

коэффициент связи достигает 20–30 % (рис. 4.92). Различия во времени распространения между лучами, которые распространяются с различными углами α в световоде, приводят к ограничению ширины полосы (дисперсия мод). Для числа M мод в световоде имеем

$$M = 0,5 \left(\frac{\pi d NA}{\lambda} \right)^2, \quad (4.12)$$

где d — диаметр сердцевины; λ — длина волны света; NA — числовая апертура.

2. Одномодовые световоды со ступенчатым профилем показателя преломления. Диаметр сердцевин $5\text{--}10\text{ мкм}$ обуславливает распространение только одной моды, при этом теоретически ширина полосы передачи $B > 100\text{ ГГц}$. Изготовление крайне малого диаметра сердцевин требует очень большой точности, при этом возникает проблема ввода излучения в оптическое волокно.

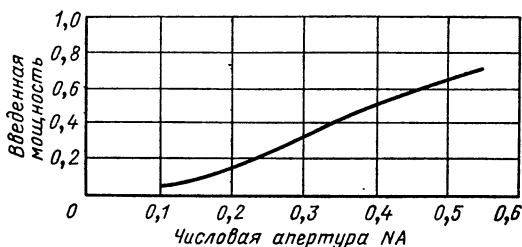


Рис. 4.92. Введенная мощность в зависимости от числовой апертуры NA

3. Многомодовые световоды с градиентным профилем показателя преломления. Показатель преломления в области сердцевин непрерывно уменьшается от середины к краю, обычно это изменение показателя преломления происходит по закону

$$n(r) = n_0 \sqrt{1 - 2\Delta \left(\frac{r}{a}\right)^2}, \quad (4.13)$$

где $n_0 = n(0)$; a — радиус световода; $\Delta = (n_0 - n_a)/n_0$.

Излучение за счет преломления волнообразно распространяется около оси оптического волокна. Поскольку все лучи имеют примерно одинаковые времена распространения, то градиентные волокна имеют очень большую ширину пропускания.

Существенными требованиями к оптическому световоду являются необходимость слабого затухания и большой ширины полосы пропускания.

Затухание в оптических волокнах обусловлено поглощением и рассеянием, в частности, на примесях. Дополнительные потери возникают из-за неоднородностей в поперечном сечении волокна и из-за его кривизны. Само затухание зависит от применяемого стекла для сердцевин и оболочек, от различных примесей, а также от длины волны (рис. 4.93). Для изготовления оптического стекловолокна с малым затуханием решающее значение имеет степень чистоты используемого стекла, в частности доля ионов OH должна поддерживаться малой. В настоящее время удается получить малое затухание не более 1 дБ/км для $\lambda = 1\div 1,3\text{ мкм}$ и $1,46\text{--}1,65\text{ мкм}$.

В одномодовых световодах в зависимости от длины волны для серийных образцов достигаются значения $0,3\text{--}0,5\text{ дБ/км}$. Лучшие значения около $0,2\text{ дБ/км}$.

В видимом спектральном диапазоне длин волн и для $\lambda > 1,8\text{ мкм}$ у этих световодов сильно возрастает затухание

Световые лучи, распространяющиеся под различными углами к оси стекловолокна (моды), проходят различные длины путей, что приво-

дит к различным временам распространения. Разброс во временах распространения приводит за счет межмодовой дисперсии к ограничению ширины полосы пропускания. Для конечной ширины спектра $\Delta\lambda$ источников света дисперсия материала световода приводит также к дополнительному ограничению ширины полосы передачи (рис. 4.94).

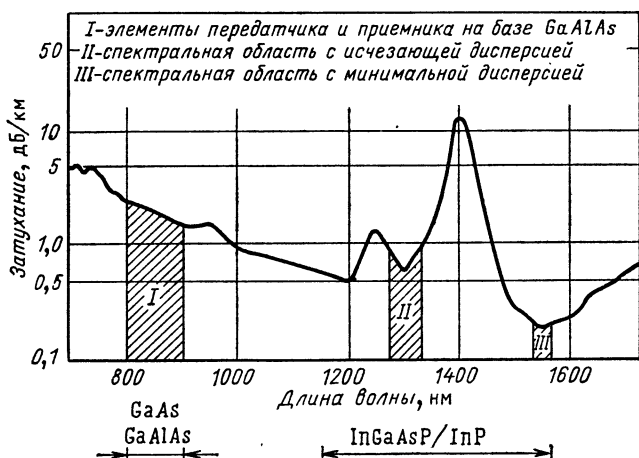


Рис. 4.93. Спектральная характеристика затухания кварцевого волокна, слабо легированного Ge

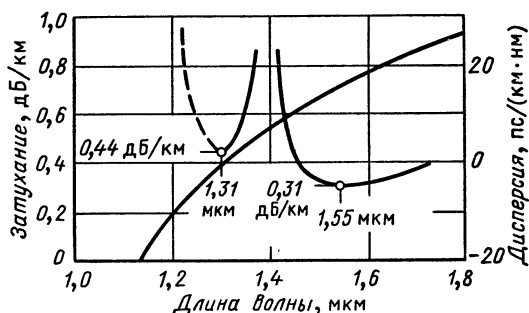


Рис. 4.94. Затухание и дисперсия одномодового стандартного световода [52]

Эта дисперсия почти исчезает на длине волны $\lambda \approx 1.3$ мкм. На длине волны $\lambda \approx 1.55$ мкм дисперсия достигает примерно 15—18 пс/(км·нм).

Вследствие высокой несущей частоты светового пучка можно использовать для модуляции практически очень высокие частоты. Ис-

пользуемую для передачи информации полосу частот называют шириной полосы частот сигнала, она может достигать несколько гигагерц. Тем самым возможна одновременная передача очень большого объема информации (телефонные разговоры, радиовещательные и телевизионные сигналы).

Для достижения хороших характеристик передачи оптического волновода существенными являются:

малые изменения геометрических размеров, как, например, сердцевины и оболочки, а также хорошая центровка сердцевины;

малые изменения профиля показателя преломления.

Проблема механической прочности в настоящее время, по существу, не рассматривается. Для применения в оптических системах передачи информации световоды должны быть выполнены в виде оптических кабелей. Относительно чувствительные стекловолокна должны быть защищены, в частности, в кабеле от механических напряжений, которые могут возникать, например, при прокладке оптического кабеля. Существует большое число конструкций кабелей. Некоторые типы конструкций оптических кабелей показаны на рис. 4.95 [105]. Жилы

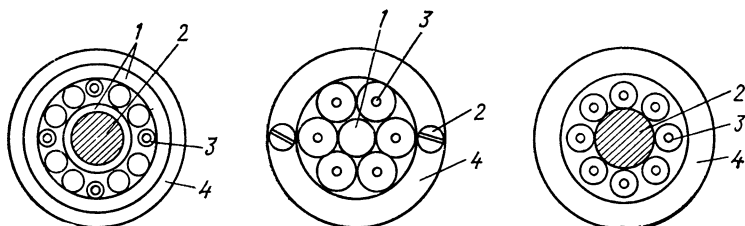


Рис. 4.95. Конструкция оптических кабелей:

1 — заполнение; 2 — несущий элемент; 3 — оптическое волокно; 4 — защитная оболочка

оптического кабеля в большинстве случаев укладываются по винтовой линии вокруг центрального несущего стержня из стали или высокопрочного пластика. Наряду с такой конструкцией изготавливаются также кабели ленточной структуры (передача на короткие расстояния).

Соединения оптических световодов. Вследствие достижимых малых затуханий в оптических световодах можно делать длинные линии передачи (у многомодовых световодов больше 30 км, а у одномодовых световодов больше 100 км) между ретрансляционными станциями (см. разд. 4.3.6). Однако современная технология изготовления световодов обеспечивает изготовление оптических кабелей длиной примерно 2 км, так что необходимо производить соединение оптических волокон.

Соединение двух оптических волокон осуществляется с помощью: разъемных (штекерных) соединителей (рис. 4.96) [86], при этом к механической точности разъемного соединителя предъявляются очень высокие требования (в микронном диапазоне); существует большое число разъемных соединителей, которые различаются как держателем волокна, так и юстировкой;

неразъемных соединений (рис. 4.97) [83], при этом соединение

волокон осуществляется методом склеивания и плавления или путем их комбинации; плавление осуществляется в электрической дуге.

Хорошие соединения отличаются незначительными дополнительными потерями (потери на вставку). Эти потери для разъемных штекерных соединений достигают 0,3—0,5 дБ, минимальное значение составляет 0,15 дБ, потери при неразъемном соединении волокон равны

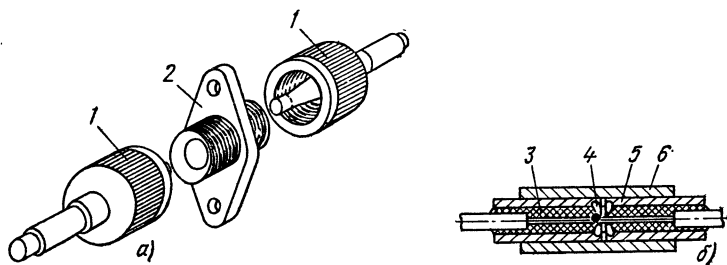


Рис. 4.96. Конструкция разъемных соединителей оптических волокон:

a — детали соединителя; *б* — конструкция соединителя в разрезе; 1 — штекер; 2 — соединительная деталь; 3 — эпоксидная смола; 4 — опорный камень; 5 — трубка; 6 — соединительная гильза

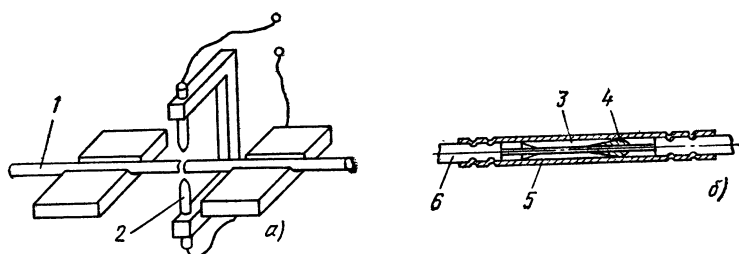


Рис. 4.97. Изготовление неразъемных соединений оптических волокон:

a — устройство для сращивания оптических волокон; *б* — неразъемное соединение оптических волокон в разрезе; 1 — оптическое волокно; 2 — электроды; 3 — наплавленный капилляр; 4 — клейковина; 5 — защитная втулка; 6 — оптическое волокно

не более 0,2 дБ, с керамическими капиллярами на длине волны $\lambda = 1,3$ мкм потери в среднем составляют 0,06 дБ [87]. К значительному повышению потерь приводят следующие ошибки, которые должны устраняться (рис. 4.98) [88, 89]:

смещение оси сердцевин оптического волокна;

недопустимое расстояние между соединяемыми торцевыми поверхностями;

угол между осями оптических волокон;

различные поперечные сечения волокон;

загрязнение торцевых поверхностей;

отражение на торцах световодов;

механические напряжения в месте соединения.

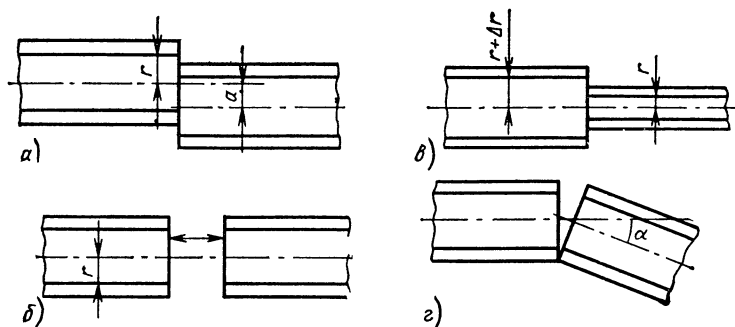


Рис. 4.98. Проблемы при соединении оптических волокон:
 a — смещение осей; $б$ — зазор между торцевыми поверхностями; $в$ — уменьшение поперечного сечения; $г$ — угловое смещение волокон

4.3.3. ИСТОЧНИКИ СВЕТА ДЛЯ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ СВЯЗИ

Для оптической передачи информации в диапазоне длин волн от 0,4 до 30 мкм в качестве источников света применяются светодиоды, лазеры во всем диапазоне длин волн.

Для выбора источника света главный критерий — длина волны, на которой получается минимальное затухание. Для передачи информации в свободном пространстве эта длина волны лежит в пределах «окна прозрачности». При использовании оптических световодов выбор источника света зависит от структуры и материала оптического волокна. Вообще в качестве источников света применяются

| | | |
|--|---|--|
| He-Ne-лазер,
CO ₂ -лазер,
Nd-ИАГ-лазер | } | для передачи в свободном пространстве; |
| светодиоды,
полупроводниковые
инжекционные
лазеры | | |
| | } | для оптических волноводов. |

Источники света для оптической связи в свободном пространстве. Малое затухание в атмосфере имеет излучение следующих лазеров:

He-Ne-лазер, $\lambda=0,63$ мкм (см. подраздел 2.6.4.2); излучение лежит в видимом оптическом диапазоне, что сильно облегчает юстировку линии передачи;

CO₂-лазер, $\lambda=10,6$ мкм (см. подраздел 2.6.5.3); пригоден для более протяженных линий передач, поскольку с помощью этих лазеров достигаются более высокие выходные мощности в непрерывном режиме (10—15 Вт).

Недостатками обоих лазеров являются их низкий КПД (необходимость относительно высокой мощности накачки), а также их большие размеры;

Nd-ИАГ-лазер, $\lambda=1,06$ мкм (см. разд. 2.5.5), и его вторая гармо-

ника, $\lambda = 0,53$ мкм; этот лазер используется преимущественно для передачи информации между наземными станциями и спутниками.

Пример [90]. Мощность накачки 250 Вт, выходная мощность 500 мВт, очень малая расходимость излучения — примерно 5 мкрад, расширение пучка с помощью телескопа происходит до диаметра, равного 19 см.

В указанных лазерах модуляция, однако, осуществляется не непосредственно (с помощью возбуждения), а при использовании внешних модуляторов (см. разд. 4.3.4).

Источники света для оптической связи по световодам. Эти источники должны удовлетворять следующим условиям:

длина волны излучения должна лежать в диапазоне минимального затухания;

излучающая поверхность должна соответствовать примерно диаметру световода для хорошего согласования источника света и световода без фокусирующих элементов.

Эти требования выполняются с помощью полупроводниковых элементов. Поэтому в качестве источников света служат:

1) светодиоды. Они излучают некогерентное излучение. Следует различать поверхностные и торцевые излучатели, причем предпочтительными являются поверхностные излучатели (диоды Барруса) из-за более высокой мощности излучения (100—500 мкВт). Для спектрального диапазона 0,8—0,9 мкм применяются GaAs-GaAlAs-диоды;

2) полупроводниковые инжекционные лазеры (см. разд. 2.7), работающие в непрерывном и импульсном режимах. Эти лазеры при накачке ниже пороговой работают как светодиоды. Лазеры в качестве источника света применяются для передачи информации с выходной мощностью 5—30 мВт в непрерывном режиме и 1—30 Вт в импульсном режиме для очень коротких импульсов (менее 0,5 нс) [91].

Из-за малого затухания в световоде на длине волны $\lambda = 1,3$ мкм и $\lambda = 1,55$ мкм разработаны специально для этих длин волн лазеры на двойной гетероструктуре InGaAsSb/GaSb, а также InGaAsP/InP, причем достигается выходная мощность 15 мВт [4.92, 4.93].

В табл. 4.14 приведены характеристики типичных светодиодов баррусова типа, а в табл. 4.15 — основные характеристики серийных лазеров, работающих в непрерывном режиме [94].

Решение о применении светодиода или лазера в качестве источника света принимается в соответствии с требованиями к линии связи,

Таблица 4.14. Характеристики светоизлучающего диода баррусова типа [61]

| Параметр | Значение |
|---|----------|
| Длина волны, мкм | 0,8—0,9 |
| Ширина спектральной характеристики $\Delta\lambda$, нм | 40—60 |
| Излучающая поверхность (диаметр), мкм | 40—80 |
| Полоса модуляции, МГц | 5—50 |
| Световая мощность (суммарная), мВт | 2—10 |
| Вводимая в градиентный оптический волновод мощность, мкВт | 20—50 |
| Срок службы, ч | $>10^5$ |

Т а б л и ц а 4.15. Обзор свойств некоторых коммерческих полупроводниковых лазеров непрерывного действия

| Длина волны, мкм | Спектральная ширина, нм | Выходная мощность, мВт | Время нарастания, нс | Тип | Изготовитель (фирма) |
|------------------|-------------------------|------------------------|----------------------|-----------|----------------------|
| 0,8—0,88 | 0,1 | 7 | 0,1 | SCW-20 | Laserdiode |
| 1,3 | 1 | 5 | <1 | HLP 5400U | Hitachi |
| 1,3 | <2 | 7 | <0,2 | QL5-1300 | Lasertron |
| 1,3 | <1 | 5 | <1 | | NEC |
| 1,3 | <1 | 7 | <1 | C86042E | RCA |
| 1,5 | <2 | 5 | <0,2 | QL5-1500 | Lasertron |

в частности принимается во внимание ширина полосы модуляции, выходная мощность, чувствительность к температуре и срок службы.

Возможная ширина полосы модуляции в значительной степени зависит от спектральной ширины полосы источника света. Эта ширина полосы у светодиодов достигает $\delta\nu \approx 40$ нм (она обеспечивает спектр частот модуляции $\delta\nu_m < 25$ МГц), у инжекционного лазера $\delta\nu < 1$ нм, соответственно $\delta\nu_m \approx 50 \div 300$ МГц, для импульсной модуляции (см. разд. 4.3.4) $\delta\nu_m < 2$ Гбит/с.

Модуляцией часто называется скорость модуляции (число возможных импульсов в секунду — определяется в бит/с).

Необходимая выходная мощность определяется в основном мощностью, вводимой в световод. Вводимая в световод мощность зависит от числовой апертуры NA (см. рис. 4.92).

Вводимая в световод мощность для светодиодов $P_{ein} < 50$ мкВт, светодиодов специального исполнения (диоды баррусова типа) $P_{ein} < 500$ мкВт; инжекционных лазеров $P_{ein} \approx$ несколько милливатт.

Для ввода излучения в одномодовый световод применяются предпочтительно инжекционные лазеры с заращенной мезаполосковой гетероструктурой (типа ВН) или ДС-РВН-лазеры (см. подраздел 2.7.2.3). С помощью лазеров этого типа удается ввести в световод до 1 мВт [95].

Поэтому для протяженных линий связи преимущественно используются лазеры в качестве источников света. Они имеют, правда, также некоторые существенные недостатки по сравнению со светодиодами. К ним относятся:

- более сильная зависимость от температуры частоты излучения;
- более низкий срок службы;
- более высокая стоимость.

При использовании наиболее оптимального источника света решающими факторами являются требуемая ширина полосы и дальность передачи.

4.3.4. МОДУЛЯЦИЯ

Модуляция — это изменение параметров светового луча в зависимости от управляющего (модулирующего) сигнала, несущего информацию, при этом различают две основные формы модуляции: внешнюю и прямую.

При внешней модуляции поляризованный световой луч проходит вне источника света в модулятор, в котором в такте передаваемого сигнала изменяется амплитуда или фаза излучения. Модулятор работает, в общем, на основе электрооптического эффекта (рис. 4.99), при этом используют следующие кристаллы:

в видимой и ИК-области спектра ADP, KDP и KD*P;

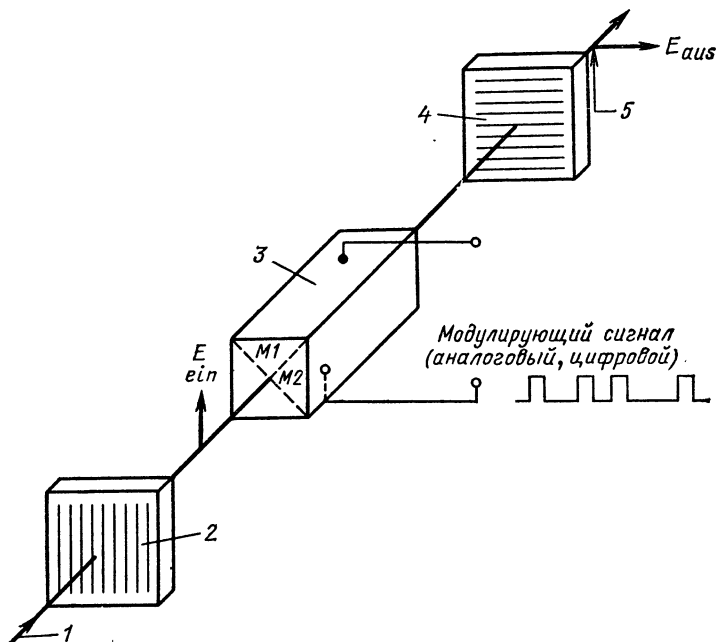


Рис. 4.99. Принцип действия электрооптического модулятора:

1 — световой луч; 2 — поляризатор; 3 — электрооптический кристалл; 4 — анализатор; 5 — линейно поляризованный, модулированный свет

в средней ИК-области спектра (специально на длине волны $\lambda = 10,6$ мкм) GaAs.

Амплитудная модуляция осуществляется в виде аналоговой модуляции (АМ) или цифровой [например, импульсно-кодовая модуляция (ИКМ)].

При прямой модуляции излучение модулируется непосредственно за счет возбуждения источника света, т. е. источник света сам излучает модулированный свет (рис. 4.100) [96]. Прямая модуляция может быть реализована только в светодиодах и инжекционных лазерах, что достигается путем модуляции тока накачки. Из-за нелинейных характеристик названных элементов и возникающего вследствие этого нелинейного искажения сигнала используется преимущественно цифровой метод передачи информации, при этом передаваемые аналоговые сигналы (телефонные, телевизионные) электронными устройствами преоб-

разуются в ИКМ-сигналы. Затем с помощью полученных импульсов модулируется ток накачки.

Аналоговая модуляция имеет недостаток в сравнении с другими различными возможностями импульсной модуляции, включая и КИМ. Отношение сигнал/шум на приемнике, необходимое для неискаженного

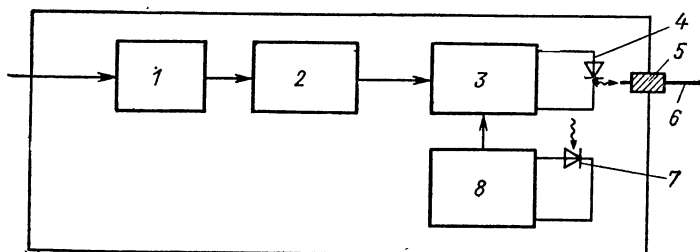


Рис. 4.100. Схема управления полупроводниковым инжекционным лазером:

1 — цифровой сигнал; 2 — кодирование; 3 — возбудитель; 4 — лазер; 5 — штекерное соединение; 6 — световод; 7 — PIN-фотодиод; 8 — ступень регулирования

обнаружения сигнала, должно быть более высоким по сравнению с импульсно-кодовой модуляцией на 20 дБ (фактор более 100) [97].

В оптических системах передачи информации особенно выгодны системы с ИКМ.

Оба способа модуляции (внешняя и прямая) допускают модулирующие частоты до нескольких Гбит/с.

4.3.5. ПРИЕМНИКИ

Обнаружение модулированного излучения при одновременной демодуляции, т. е. воспроизведение передаваемой информации, осуществляется с помощью оптоэлектронных приемников (детекторов).

Применяемые фотодетекторы должны иметь следующие характеристики:

- высокую чувствительность в спектральном диапазоне применяемого источника света;

- высокое временное разрешение;

- малые шумы;

- нечувствительность к температуре;

- простую возможность соединения со световодом;

- большой срок службы;

- низкую стоимость.

Применяются специальные фотодиоды, которые наиболее полно удовлетворяют этим требованиям: для диапазона длин волн 0,8—0,9 мкм применяются кремниевые PIN-фотодиоды и кремниевые лавинные фотодиоды.

Для повышения чувствительности применяются также комбинации из PIN-диодов и усилителей на интегральных схемах, такую комбинацию обозначают как PIN-FET-приемники.

Для длин волн больше 1,1 мкм кремниевые фотоприемники имеют очень низкий КПД. Поэтому для более длинноволнового диапазона

разработаны специальные детекторы (диоды) на основе следующих материалов:

$$\text{Ge}, \lambda = 0,8 \div 1,9 \text{ мкм};$$

$$\text{In}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As}_y \text{P}_{1-y}, \lambda = 0,95 \div 1,7 \text{ мкм};$$

$$\text{GaAs}_{1-x} \text{Sb}_x, \lambda = 0,89 \div 1,9 \text{ мкм};$$

$$\text{In}_{1-x} \text{Ga}_x \text{As}, \lambda = 0,89 \div 3,3 \text{ мкм};$$

$$\text{Ga}_x \text{Al}_{1-x} \text{As}_y \text{Sb}_{1-y}, \lambda = 1,4 \div 1,8 \text{ мкм}.$$

Достижимая при этом квантовая эффективность составляет 40—60 %, пороговая чувствительность достигает 0,2—0,5 А/Вт [98]. Диоды, работающие в качестве приемников лучистой энергии в этом диапазоне длин волн, также часто применяются с непосредственно к ним подключенными интегральными электронными предварительными усилителями.

Пример. Комбинация PIN-фотодиода на основе GaInAs/GaAs с предварительным усилителем на основе GaAs—MES FET (см. [95, 99]).

Для распространенного диапазона длин волн 1,3—1,6 мкм разработаны специальные лавинные фотодиоды со сверхрешеткой с помощью метода молекулярно-пучковой эпитаксии. Эти $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}/\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ —InP-фотодиоды, содержащие до 50 слоев, характеризуются высокой квантовой эффективностью, высокой пороговой чувствительностью и крайне низким темновым током.

Для длинноволнового диапазона, в частности для $\lambda=10,6$ мкм, в качестве приемников энергии в распоряжении имеются только Ge—Au- и HgCdTe-приемники, которые должны охлаждаться до температуры 77 К.

4.3.6. РЕТРАНСЛЯТОРЫ

Из-за потерь и дисперсии в световоде возникает ослабление и искажение распространяющегося импульса, так что после определенного расстояния необходима регенерация импульса. Эта регенерация осуществляется в ретрансляторе. Задача этого устройства (рис. 4.101)

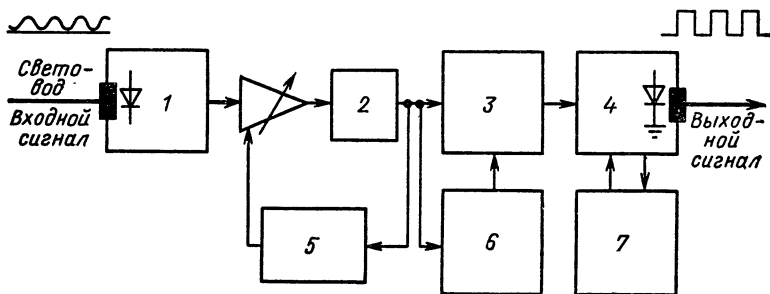


Рис. 4.101. Схема оптического ретранслятора:

1 — детектор и малшумящий предварительный усилитель; 2 — фильтр; 3 — компенсатор искажений (регенерация); 4 — лазер и модулятор; 5 — автоматическая регулировка усиления; 6 — синхронизация частоты и фазы; 7 — автоматическое регулирование мощности

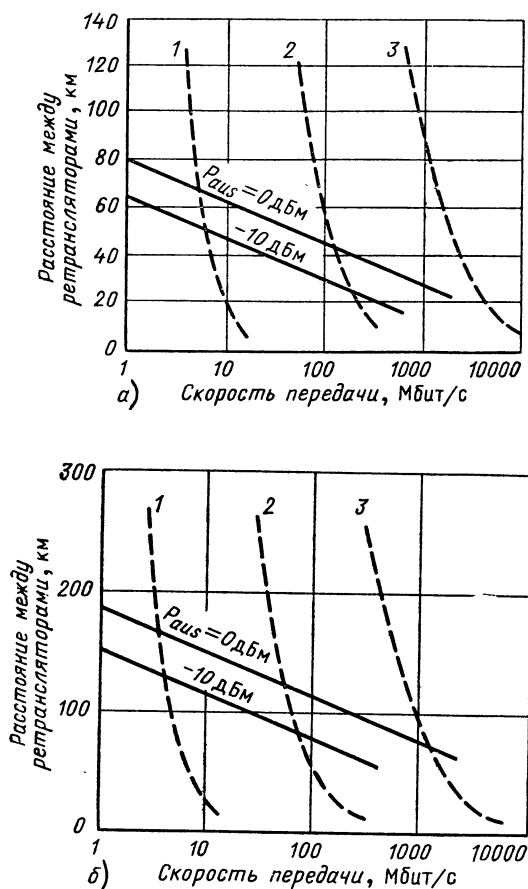


Рис. 4.102. Расстояние между ретрансляторами волоконно-оптической системы с импульсно-кодовой модуляцией:

а — на длине волны 1,3 мкм; б — на длине волны 1,55 мкм, значение дБм относится к мощности 1 мВт; таким образом $x \text{ дБм} = 10^{x/10} \text{ мВт}$; 1 — световод со ступенчатым показателем преломления, $20 \text{ нс} \cdot \text{км}^{-0,5}$; 2 — световод с градиентным показателем преломления, $0,3 \text{ нс} \cdot \text{км}^{-0,8}$; 3 — одномодовый световод, $10 \text{ пс} \cdot \text{км}^{-1}$

[100] состоит в том, чтобы осуществить усиление, а также формирование (регенерацию) импульса.

Принцип действия такого устройства состоит в том, что входящий оптический сигнал в приемнике преобразуется в электрические импульсы, а затем происходит их усиление, а также формирование в электронном усилителе. Регенерированный и усиленный сигнал слу-

жит затем в качестве управляющего сигнала в источнике света передатчика, который снова передает сигнал по следующей волоконно-оптической линии. Принципиально, по-видимому, возможна регенерация импульса чисто оптическим способом в подходящем устройстве в виде комбинации из лазерного усилителя и поглотителя (оптический ретранслятор) [101, 102], однако такое устройство до настоящего времени еще не применяется.

Регенерация импульсов (в зависимости от длины системы) должна повторяться через определенное расстояние в линии передачи. Допустимое максимальное расстояние между двумя ретрансляторами зависит от параметров системы, в частности от скорости передачи двоичных единиц информации, источника света и применяемого типа световода (рис. 4.102).

4.3.7. СИСТЕМЫ СВЯЗИ

Оптические системы передачи информации в настоящее время используются в тех случаях, когда должно быть использовано преимущество большой ширины полосы канала передачи и могут быть реализованы с экономически предствимыми затратами большие линии связи. Системы, с помощью которых осуществляются передачи информации в атмосфере, в настоящее время не имеют большого значения (см. подраздел 4.3.2.1). Лишь для специальных военных применений и при сложных географических условиях (горы, широкие реки, районы с высотными зданиями в больших городах) применяются системы передачи информации в свободном пространстве. В качестве источника света применяется He—Ne-лазер (видимое излучение), а в качестве приемника часто используется PIN-фотодиод. Типичная ширина полосы передачи составляет 1—2 МГц, а длина линии передачи равняется 0,5—5 км.

При существующем уровне развития элементов системы (см. подраздел 4.3.2.3 и разд. 4.3.5) практического значения достигли только волоконно-оптические системы связи. Они часто характеризуются по своей эффективности параметром системы в виде «произведения полосы пропускания на длину» (МГц·км).

Волоконно-оптические системы передачи информации разделяют [83] на системы передачи ближнего действия, системы передачи среднего действия, системы передачи дальнего действия.

В системах передачи информации ближнего действия длины каналов передачи, предусмотренных преимущественно для промышленного применения, достигают от нескольких метров до нескольких сот метров. Для передачи информации требуются аналоговые и цифровые сигналы с полосой частот примерно до 10 МГц. Применяемые световоды имеют большой диаметр сердцевины (около 200 мкм), числовую апертуру $NA > 0,3$, а затухание сигнала менее 50 дБ/км. Области применения — управление с помощью вычислительной машины, связь с вычислительной машиной и использование в системах автоматики.

Системы передачи среднего действия имеют длины линий передач до нескольких километров. При этом реализуется преимущественно передача цифровых последовательностей со скоростью 2—140 Мбит/с. У световодов затухание составляет меньше 4 дБ/км, произведение ширины полосы пропускания на длину канала передачи достигает 200—400 МГц·км. Диаметр сердцевины волокна составляет 50 мкм, числовая апертура равна 0,2. Типичными областями применения являются передача данных, видеосигнала, например видеотелефон, кабельное телевидение.

Система передачи дальнего действия служит для перекрытия больших расстояний, причем в системе передачи должны быть включены ретрансляторы. Произведение ширины полосы пропускания на длину линии передачи достигает 3000 МГц·км у систем с многомодовыми световодами и 20 000 МГц·км у систем с одномодовыми световодами. Пригодные для этой цели световоды в зависимости от применяемой длины волны имеют потери от <4 дБ/км ($\lambda \approx 0,85$ мкм) и $<0,7$ дБ/км ($\lambda = 1,3$ мкм) до $<0,3$ дБ/км ($\lambda \approx 1,55$ мкм).

Уже реализованы длины линий передачи свыше 100 км.

Обзор возможных областей применения волоконно-оптических систем передачи информации представлен на рис. 4.103 [4.103]. До сих

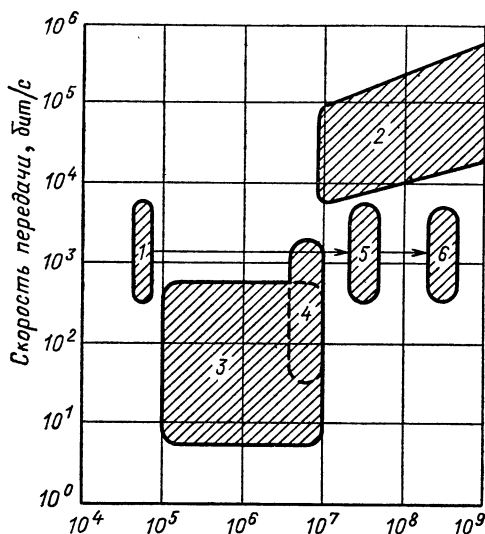


Рис. 4.103. Области применения волоконно-оптических линий передач информации:

1 — телефонная передача; 2 — системы связи с импульсно-кодовой модуляцией (телефонная связь); 3 — промышленная передача данных; 4 — промышленные телевизионные установки; 5 — телефония+телевидение с 1 или 2 каналами; 6 — кабельное телевидение с 12—20 программами

пор отсутствует международный стандарт скоростей передачи отдельных систем. По сравнению с необходимой скоростью передачи данных для одного телефонного канала (64 кбит/с) в некоторых странах Европы (среди прочих в ГДР) и в Японии использовались определенные скорости передачи информации в битах. В США построены системы несколько по-другому (табл. 4.16).

При разработке концепции линии связи исходят из трех целевых параметров:

скорость передачи информации в битах, Мбит/с;

длина линии связи, км;

допустимая частота повторения ошибок, т. е. необходимое отно-

Т а б л и ц а 4.16. Емкости волоконно-оптических систем связи
Некоторые европейские страны и Япония

| Емкость системы, Мбит/с | Число телефонных каналов | Примечания |
|-------------------------|--------------------------|---|
| 0,064 | 1 | |
| 2,048 | 30 | Передача данных |
| 8,448 | 120 | КИМ-120-система, промышленные телевизионные устройства |
| 34 | 480 | Телефония+телевидение |
| 140 | 1920 | Кабельное телевидение с 12—20 выбираемыми каналами
64 телевизионных канала |
| 565 | 7680 | |
| 2200 | 30 720 | |

США

| Обозначение | Емкость системы, Мбит/с | Телефонные каналы |
|----------------|-------------------------|-------------------|
| — | 0,064 | 1 |
| T ₁ | 1,544 | 24 |
| T ₂ | 6,312 | 96 |
| T ₃ | 44,736 | 672 |
| T ₄ | 274,0 | 4032 |
| T ₅ | 565 | 8064 |

Т а б л и ц а 4.17. Типичные свойства элементов оптической системы передачи информации

| Элемент/параметр | Значение |
|-----------------------------------|--|
| Оптический волновод | |
| Затухание, дБ/км | 3—5; $\lambda \approx 0,85$ мкм; $\approx 0,7$;
$\Delta \approx 1,3$ мкм и $\approx 0,3$;
$\lambda \approx 1,55$ мкм |
| Ширина полосы пропускания, ГГц·км | ≈ 1 (многомодовый оптический волновод);
максимально 100 (одномодовый оптический волновод) |
| Источники света | |
| Лазер: | |
| мощность, мВт | 10—15 |
| скорость модуляции, Гбит/с | < 2 |
| срок службы, ч | 10^5 — 10^6 |

| Элемент/параметр | Значение |
|--|--------------------|
| СИД (светоизлучающие диоды): | |
| мощность, мкВт | 15—50 |
| выбранный (СИД Барруса) | < 500 |
| скорость модуляции, Гбит/с | $< 0,2$ |
| срок службы, ч | $10^6—10^7$ |
| Приемники | |
| PIN-фотодиоды: | |
| чувствительность, А/Вт | 0,5 |
| эквивалентная шумовая мощность, Вт/(Гц) ^{1/2} | $1 \cdot 10^{-22}$ |
| срок службы, ч | $10^7—10^8$ |
| ЛФД (лавинные фотодиоды): | |
| чувствительность, А/Вт | 75 |
| эквивалентная шумовая мощность, Вт/(Гц) ^{1/2} | $1 \cdot 10^{-14}$ |
| срок службы, ч | $10^6—10^7$ |
| Разъемный соединитель: | |
| вносимые потери, дБ | 0,5—1 |
| Неразъемные соединения световодов: | |
| вносимые потери, дБ | 0,02—0,5 |

шение сигнал/шум у приемников, дБ (о связи параметров см. [97]).

Качество передачи или обеспечение сбора информации в конце линии определяется отношением сигнал/шум.

В табл. 4.17 сопоставлены характерные признаки существенных элементов системы. С помощью диаграммы мощности можно определить параметры системы, как, например, допустимые потери световода, разъемных соединений и др.

Связь между скоростью передачи информации в битах и длиной передающей линии разработанных до настоящего времени поколений систем связи ($\lambda \approx 0,85$ мкм, $\lambda \approx 1,3$ мкм и $\lambda \approx 1,55$ мкм) показана на рис. 4.104.

Для вычисления ширины полосы канала связи B волоконно-оптической системы должны быть известны дисперсия на рабочей длине волны ($Disp$), спектральная ширина линии источника света $\Delta\lambda$ и предсуммарная длина передающей линии L . Для ширины полосы передачи B имеем приближенное соотношение [104]

$$B = \frac{0,187}{Disp \cdot \Delta\lambda L} \quad (4.14)$$

Пример. В качестве источника света используется лазер: $\lambda = 1,3$ мкм; $Disp = 3,5$ пс/(км·нм); $\Delta\lambda = 2$ нм; $L = 50$ км; $B \approx 540$ МГц.

Типичная оптическая система связи имеет примерное преобразование 1:1 ширины полосы передачи в скорость передачи информации в битах, т. е. система с шириной полосы передачи 540 МГц может работать со скоростью передачи информации 565 Мбит/с.

В табл. 4.18 приведен баланс мощности реализованной одномодо-

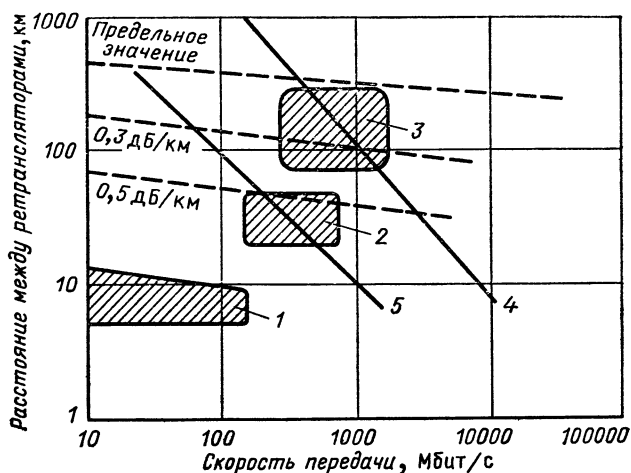


Рис. 4.104. Сравнение параметров систем волоконно-оптической связи [52]:

1 — первое поколение; 2 — второе поколение; 3 — третье поколение; 4 — лазер ($\Delta\lambda=3$ нм, «нулевая» дисперсия); 5 — лазер ($\Delta\lambda=3$ нм, 250 нм вне «нулевой» дисперсии)

Т а б л и ц а 4.18. Энергетический баланс волоконно-оптических систем

| Параметр | Реализованная система | Лабораторная система |
|--|-----------------------|----------------------|
| Скорость передачи данных, Мбит/с | 140 | 2300 |
| Длина волны, мкм | 1,3 | 1,5 |
| Излучение на выходе лазера, дБм | 0—3 | 10—25 |
| Введенная мощность, дБм | —6 | 23 |
| Чувствительность приемника (минимальная), дБм | —39 | —50 |
| Имеющаяся в распоряжении мощность системы, дБ | 33 | 73 |
| Затухание световода, дБ/км | 0,5—0,7 | 0,17 |
| Расстояние между регенераторами, км | 30 | 300 |
| Потери мощности на соединения, дБ | 0,5 | 8 |
| Потери в кабеле на секцию, дБ | 23 | 51 |
| Резерв, дБ | 2 | 4 |
| Суммарные потери на секцию, дБ | 25,5 | 63 |
| Прочие потери (разъемы, постепенное ухудшение), дБ | 7,5 | 10 |
| Суммарная мощность системы, дБ | 33 | 73 |

вой волоконно-оптической системы на длине волны $\lambda=1,3$ мкм по сравнению с лабораторной одномодовой волоконно-оптической системой для длины волны $\lambda=1,5$ мкм.

Развитие элементов системы достигло такого прогресса, что для всех случаев применения (1 Гбит/с при длинах передающих линий более 100 км) в соответствующих диапазонах длин волн имеются световоды, штекерные соединители, передатчики и приемники.

В табл. 4.19 приведено сопоставление некоторых выбранных систем передачи информации с большой пропускной способностью [85, 95].

Т а б л и ц а 4.19. Коммерческие линии передачи

| Протяженность
линии передачи, км | Длина волны,
мкм | Скорость
передачи,
Мбит/с | Изготовитель* |
|-------------------------------------|---------------------|---------------------------------|---------------|
| 120 | 1,5 | 1000 | AT&T, BTL |
| 160 | 1,5 | 420 | AT&T, BTL |
| 104 | 1,52 | 140 | BTRL |
| 84 | 1,3 | 420 | BTL |
| 134 | 1,5 | 446 | NTT |
| 52 | 1,5 | 2000 | NTT |

* AT&T — фирма American Telephone & Telegraph, США; BTL — Bell Telephone Laboratories, США; BTRL — British Research Laboratories, Великобритания; NTT — фирма Nippon Telephone & Telegraph, Япония.

При практическом применении в настоящее время преобладают системы, работающие на длине волны $\lambda=1,3$ мкм. На основе достигаемых малых потерь (0,4—0,7 дБ/км) для световодов и минимальных потерь на соединении (0,15—0,2 дБ) при скорости передачи 140—565 Мбит/с возможны длины передающих линий 40—50 км без регенерации сигнала.

По сравнению со всеми обычно применяемыми металлическими проводами (например, коаксиальный кабель, микроволновый полый кабель) оптический кабель отличается малыми размерами, большой шириной полосы канала передачи, малыми потерями, отсутствием электрического потенциала и нечувствительностью по отношению к электромагнитным помехам.

Эти свойства оптических кабелей позволяют ожидать широкого использования волоконно-оптических систем передачи информации в различных областях применения с большой экономической эффективностью.

4.4. ГОЛОГРАФИЯ [108—120]

4.4.1. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Голография — это метод записи электромагнитных волновых полей, испускаемых объектами, освещенными когерентным светом, в светочувствительной среде, например на фотопластинках или кристаллах.

Эти волновые поля могут быть восстановлены оптическими методами таким образом, что для наблюдателя возникает впечатление реального, пространственно протяженного объекта.

Запись голограммы. Процесс записи голограммы состоит в том, что испускаемое объектом волновое поле накладывают на опорное волновое поле (когерентный фон) и регистрируют возникающую при этом интерференционную картину (рис. 4.105). Рассеянная объек-

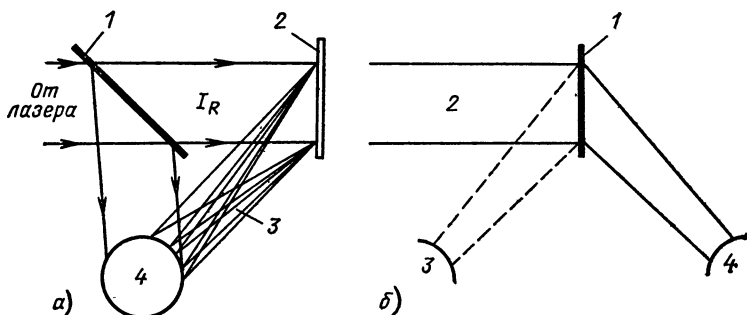


Рис. 4.105. Голография:

a — схема для записи голограмм: 1 — полупрозрачное зеркало; 2 — фотопластинка (голограмма); 3 — свет (I_s), отраженный от объекта; 4 — объект; *б* — схема считывания голограммы: 1 — голограмма; 2 — луч считывания; 3 — мнимое изображение; 4 — действительное изображение

том электромагнитная волна называется объектной волной. Эта волна в общем случае имеет комплексную амплитуду

$$\underline{E}_S = E_S e^{j\varphi_S} \quad (4.15)$$

и содержит информацию, относящуюся к объекту. Напряженность электрического поля E_S и фаза φ_S зависят от пространственных координат.

Рассеянное объектом электромагнитное волновое поле накладывается на опорное волновое поле:

$$\underline{E}_R = E_R e^{j\varphi_R} \quad (4.16)$$

(для образования интерференционной картины), причем для комплексной амплитуды суммарного волнового поля имеем

$$\underline{E} = \underline{E}_S + \underline{E}_R. \quad (4.17)$$

Для зарегистрированного на фотопластинке распределения интенсивности (голограмма) справедливо соотношение

$$I = |\underline{E}_S|^2 + |\underline{E}_R|^2 + 2E_S E_R \cos(\varphi_S - \varphi_R). \quad (4.18)$$

Оптическая запоминающая среда (фотопластинка) регистрирует наряду с распределением интенсивности (классическая фотография) также фазовую информацию в виде интерференционной картины (голография).

Голограмма не имеет сходства с объектом, однако она содержит всю информацию для восстановления изображения первоначального объекта (также в его пространственном представлении). Возникающие

при этом явления дифракции представляют изображения объекта (рис. 4.106).

Восстановление голограммы. Если голограмма освещается опорной волной, то возникает объектная волна и тем самым изображение объекта. При освещении объектной волной получают опорную волну (принцип взаимности).

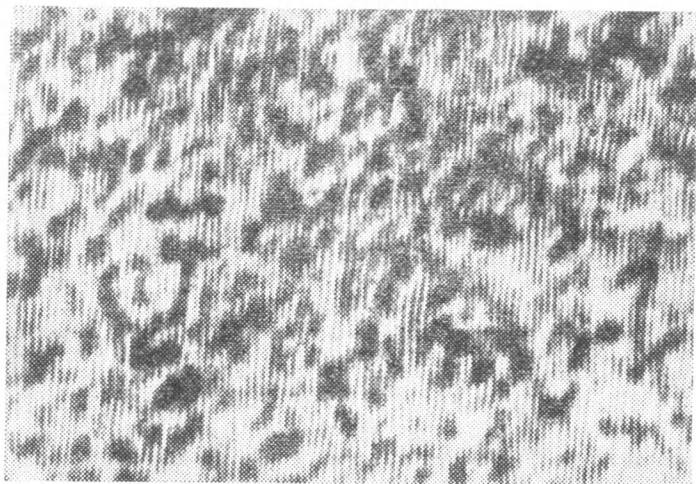


Рис. 4.106. Структура голограммы (увеличена)

Принцип взаимности между объектной и опорной волнами является характерным для голографии. Этот принцип взаимности образует важную основу для ее применения.

Преимущества голографического представления объекта следующие.

Поскольку при использовании специальной техники существенная для регистрации голограммы интерференционная картина распределяется по всей поверхности регистрирующей среды (фотопластинка), а не локально ограничена, то вся информация о первоначальном объекте получается также из части голограммы, причем уровень шумов, очевидно, возрастает.

Для регистрации голограммы и ее восстановления принципиально не требуется оптических элементов в виде, например, линзы или призмы.

Поэтому голография также возможна в диапазонах длин волн, для которых не имеется оптических элементов, формирующих изображение (рентгеновская и ультразвуковая области).

Предпочтительными источниками света для записи голограмм являются:

аргоновый лазер, $\lambda=0,488$ мкм;

He-Ne-лазер, $\lambda=0,6328$ мкм;

He-Cd-лазер, $\lambda=0,442$ мкм;

импульсный рубиновый лазер, $\lambda = 0,6943$ мкм.

Для восстановления изображения достаточно (если нет требований к особому качеству изображения) восстановить голограмму с помощью зеленой линии ртутной лампы.

4.4.2. ТИПЫ ГОЛОГРАММ

Запись голограммы возможна в светочувствительном слое (плоская голограмма) или светочувствительной среде (объемная голограмма); здесь толщина оптической регистрирующей среды играет важную роль.

Различие между плоской и объемной голограммами объясняется на рис. 4.107 для случая записи голограммы одной плоской волны с

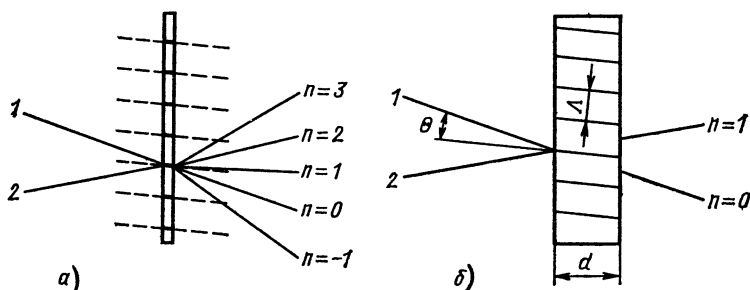


Рис. 4.107. Различие между плоскими (а) и объемными голограммами (б):

1 — опорная волна записи и считывания; 2 — объектная волна

помощью одной плоской опорной волны. Объектная и опорная волны образуют пространственно-стоячую интерференционную картину, которая регистрируется оптической регистрирующей средой (голограмма). При восстановлении оба типа голограмм получаются с помощью первоначальной опорной волны.

Плоская голограмма добавляет к прошедшему нулевому порядку дифракции ($n=0$) различные порядки дифракции, которые следует ожидать у обычной плоской решетки. Первый порядок дифракции ($n=1$) представляет восстановленное изображение, здесь восстановленную плоскую волну.

В объемной голограмме, напротив, образуется только первый порядок дифракции по закону брэгговского отражения.

Преимущество: в толстой оптической регистрирующей среде в процессе записи могут быть наложены несколько интерференционных структур, голограмма состоит тогда из многих наложенных интерференционных структур.

Благодаря соблюдению определенного угла и длин волн при восстановлении может быть получено изображение за изображением (кодирование по углу или по длинам волн).

Кроме того, наряду с объемными и плоскими голограммами принципиально различают:

фазовую голограмму, у которой интерференционная картина регистрируется в форме поверхностного рельефа или распределения показателя преломления в пределах среды и голограмма модулирует фазу считывающей волны;

амплитудную голограмму, у которой интерференционная картина записывается в виде распределения почернения (голограмма модулирует считывающую волну за счет поглощения).

Голография Фраунгофера. Голография Фраунгофера имеет место в случае, когда расстояние между объектом и голограммой велико по сравнению с размерами объекта.

Голография Фурье. Основная задача состоит в том, чтобы в плоскости регистрации голограммы получить двумерный пространственный фурье-образ распределения амплитуд и фаз объектной волны (рис. 4.108). При восстановлении такой голограммы осуществляется обратное преобразование Фурье.

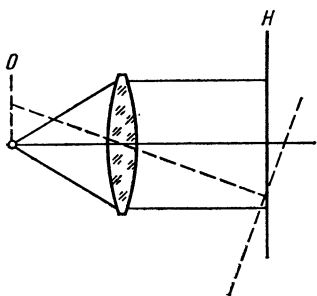


Рис. 4.108. Запись голограммы Фурье:

O — плоскость объекта; H — плоскость голограммы

Голограммы Фурье применяются при оптической обработке информации, поскольку с помощью них можно очень выгодно изготавливать оптические фильтры, например, для распознавания знаков (см. подраздел 4.4.3.3).

4.4.3. ПРИМЕНЕНИЯ ГОЛОГРАММ

4.4.3.1. Голографическая интерферометрия. Разнообразные применения голография находит в интерферометрии. Здесь она имеет непосредственное практическое значение. Если от объекта, находящегося в различных состояниях, вызванных, например, внешней деформацией, регистрируется с помощью одной и той же опорной волны информация на одной голограмме (метод двух экспозиций), то тогда интерферируют изображения, возникающие при восстановлении и соответствующие различным состояниям объекта. Из образовавшихся при этом интерференционных картин можно сделать заключение о степени изменения объекта (рис. 4.109).

Если объект вибрирует, то можно зарегистрировать следующие друг за другом мгновенные состояния на одной и той же голограмме. Способ можно обобщить таким образом, что будет осуществляться только одна регистрация голограммы с большей длительностью экспонирования, причем объект будет вибрировать произвольным образом. При восстановлении голограммы накладываются электромагнитные волно-

вые поля, соответствующие отдельным мгновенным состояниям и интерферируют друг с другом. Возникающие при этом интерференционные структуры позволяют сделать вывод о возможных колебаниях.

Синтезированная голограмма. Для объектов, требующая геометрическая форма которых очень точно известна и для ко-

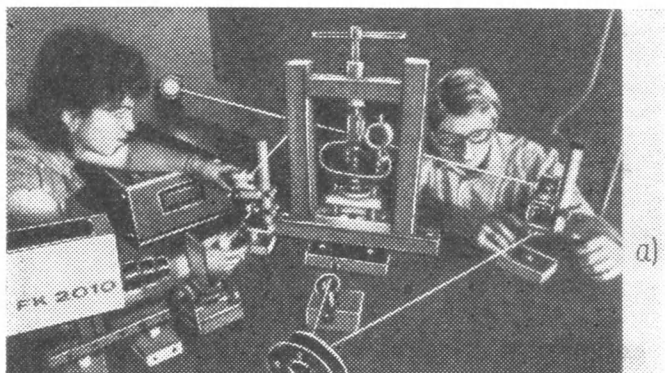


Рис. 4.109. Голографическая интерферометрия:

а — юстировка лазерного луча голографического интерферометра для исследования механизмов разрушения (фото ADN—ZB/Thieme);
б — интерференционная картина напряженного шарикоподшипника (получена с использованием метода двойной экспозиции)

торых должно быть проверено совпадение ее геометрии с идеальной формой с помощью голографической интерферометрии, можно изготовить синтезированную голограмму. Поскольку геометрия идеального объекта известна, то может быть вычислена и построена необходимая для создания голограммы интерференционная структура без объекта, рассматриваемого в качестве образца.

Электромагнитная волна, восстановленная с помощью синтезированной голограммы, накладывается на электромагнитную волну, исходящую от испытуемого объекта. Полученная благодаря этому интерференционная структура является мерой отклонения от идеальной геометрии исследованного объекта. Этот метод оправдал себя при контроле оптических элементов (рис. 4.110 и 4.111). Достигаемые точности по порядку величины соответствуют применяемым длинам волн. В специальных устройствах, например, при контроле оптических систем

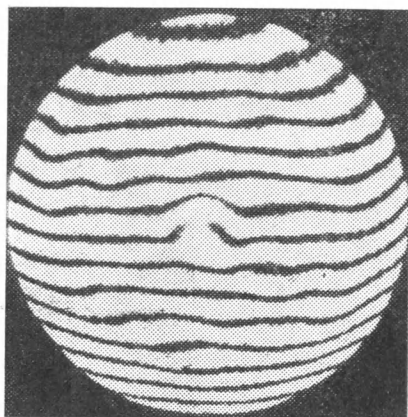


Рис. 4.110. Голограмма прозрачного объекта (расстояние между полосами соответствует примерно 1,2 мкм. У идеального объекта интерференционные полосы проходили бы параллельно)

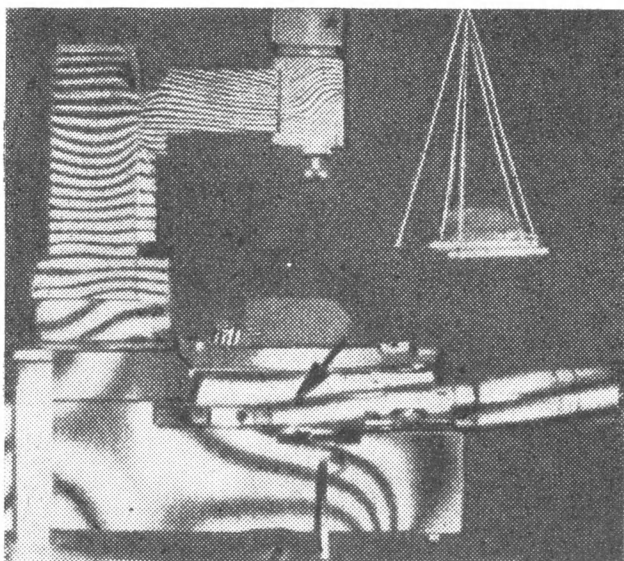


Рис. 4.111. Интерферограмма микроскопа при статическом нагружении [112]

можно получить точности, которые лежат значительно ниже применяемой длины световой волны.

С помощью голографической интерферометрии возможно измерение:

Эти методы измерений практически применяются для исследования:

- частей машины;
- деталей кузова автомобилей;
- автомобильных шин и других легкодеформируемых тел;
- оптических элементов;
- музыкальных инструментов;
- распределение неоднородностей в атмосфере и других средах;
- плазмы.

4.4.3.2. Оптическая голографическая память. С помощью голографии при использовании современных оптических запоминающих сред может быть запасено большое количество информации. Известно большое число обратимых и необратимых запоминающих сред, отличающихся по чувствительности, разрешению, а также энергии записи на бит информации (рис. 4.112). Для использования высокой способности

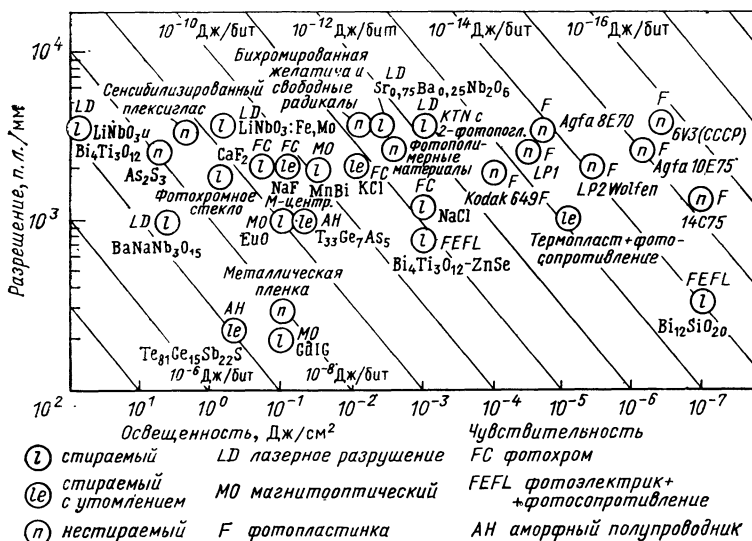


Рис. 4.112. Обратимые и необратимые оптические запоминающие среды

хранения информации в памяти ее записывают голографически. В процессе записи сферическая волна (рис. 4.113), на пути распространения которой находится источник запоминаемой информации, интерферирует с опорной волной. В оптической запоминающей среде возникает, таким образом, желаемая голограмма. Следующий шаг состоит в том,

что сменяется источник информации и с помощью оптической отклоняющей системы отклоняются необходимые для регистрации световые лучи на соседнее место запоминающей пластины, где записывается другая голограмма.

Считывание информации происходит таким образом, что пучок лучей, идущих от оптической отклоняющей системы, служит в качестве восстанавливающей волны и содержащаяся в голограмме информация

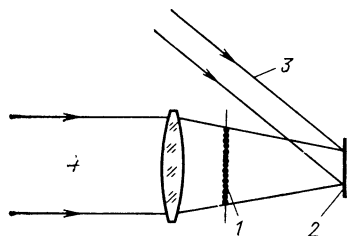


Рис. 4.113. Устройство для записи голограммы для запоминающего устройства данных:

1 — оригинал данных; 2 — голографическая пластинка; 3 — опорная волна; 4 — сферическая волна

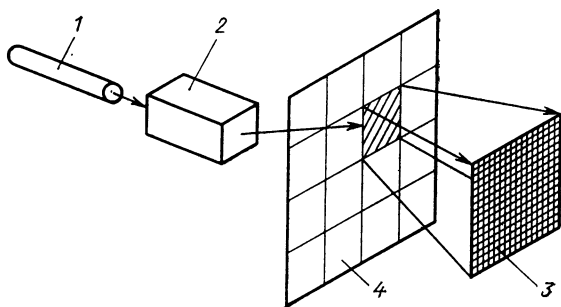


Рис. 4.114. Устройство для считывания информации, записанной голографическим методом:

1 — лазер; 2 — система отклонения светового пучка; 3 — детектирующая матрица; 4 — пластинка с набором голограмм

отображается на детектирующую матрицу. Преобразование осуществляется таким образом, что содержащаяся в голограмме информация точно отображается на детектирующей матрице (рис. 4.114).

Согласно основному принципу в лаборатории могут быть построены оптические запоминающие устройства с емкостью памяти от 10^7 до 10^8 бит. В тонких оптических средах в настоящее время могут быть записаны примерно 10^6 — 10^7 бит/см². При использовании объемной голографии теоретически можно запоминать примерно 10^{10} бит/см³.

До настоящего времени для исследовательских целей были успешно реализованы необратимые голографические запоминающие устройства. Они могут использоваться в качестве банка данных в памяти с частой выборкой данных из памяти, памяти архивных данных с отсроченной выборкой и внешней дополнительной памяти с произвольной адресацией в ЭВМ.

При использовании объемной голографии представляется возмож-

ным создание оптических ассоциативных запоминающих устройств для операций, обрабатывающих информацию непосредственно в запоминающем устройстве (оптическая вычислительная машина).

Недостатки существовавших до сих пор голографических запоминающих устройств состоят в малой дифракционной эффективности записанных голограмм, малой чувствительности обратимых оптических запоминающих сред при голографическом процессе записи и в небеспроблематичном размножении голограмм.

4.4.3.3. Оптическая обработка информации. Другой областью применения голографии является оптическая параллельная обработка информации. Параллельная обработка является одновременной обработкой очень большого количества информации (например, обработка изображений).

Преимущество: очень большое количество информации (больше 10^6 бит) может быть параллельно обработано в течение очень короткого промежутка времени (микросекунда и меньше).

Принцип обработки состоит в том, что от предмета, который находится в передней фокальной плоскости линзы, в задней фокальной плоскости возникает фурье-образ распределения интенсивности излучения, исходящего от предмета. С помощью показанного на рис. 4.115

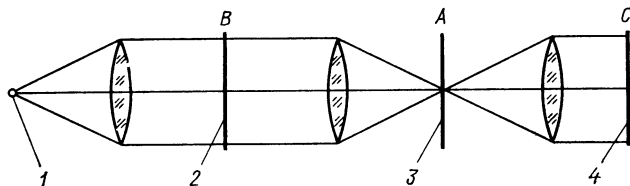


Рис. 4.115. Устройство для распознавания знаков:

1 — источник света; 2 — объект; 3 — фильтр; 4 — корреляционная плоскость

устройства можно выделить, таким образом, определенные детали изображения.

Специальным случаем при этом является оптическое распознавание знаков.

Если в тексте должны быть отмечены положения, в которых находится, например, буква *г*, то в устройстве согласно рис. 4.115 в плоскости *B* размещают текст, а в плоскости *A* — голограмму Фурье (фильтр) буквы *г*. В плоскости *C* появляются тогда светлые точки (корреляционные максимумы) в тех местах, где в тексте встречается буква *г*. Однако этот метод технически еще несовершенен, так что в местах в тексте, которые содержали буквы, подобные букве *г*, появлялись более или менее светлые точки.

Успешно проверенными способами оптической обработки информации с использованием голографии (лабораторные образцы) являются:

- распознавание отпечатков пальцев;
- оптическая обработка радиолокационных изображений;
- обработка изображений, полученных с помощью спутников;
- идентификация клеточных структур определенного типа;
- распознавание языка;
- распознавание знаков при обработке данных.

4.5. ДРУГИЕ ПРИМЕНЕНИЯ [121—177]

Наряду с указанными научными и техническими применениями, которые следует рассматривать как основные, лазер используется в разнообразных областях для решения специальных задач, причем эти применения отчасти уже широко распространены или находятся в стадии исследований.

4.5.1. ОПТИЧЕСКАЯ ЦИФРОВАЯ ПАМЯТЬ

4.5.1.1. Необходимость оптической цифровой записи информации. Для становящейся все более тесной связи между обработкой данных, текста и изображений необходимо применять новые методы записи информации [121—128], к которым предъявляются следующие требования:

- более высокая емкость запоминающего устройства;
- более высокая эффективность хранения архивных материалов,
- лучшее соотношение между ценой и производительностью.

Это может быть достигнуто с помощью записи и считывания цифровой информации. В противоположность голографическим запоминающим устройствам цифровые запоминающие устройства уже выпускаются промышленностью (см. подраздел 4.4.3.2).

Принцип действия. Информация (речь, музыка, изображения, данные), содержащаяся в виде электрических сигналов, преобразуется в цифровые величины и выражается тем самым в виде последовательности импульсов, которая записывается в различной форме (в виде углублений или отверстий различной длины и расстояний между ними или магнитным способом) на диске запоминающего устройства.

При считывании считывающий свет, отраженный (рассеянный в обратном направлении) от этих углублений (отверстий), модулируется и с помощью фотоприемника преобразуется в соответствующий электрический сигнал.

4.5.1.2. Лазерно-оптическое считывание информации. С помощью этого способа в приборе, аналогичном проигрывателю, воспроизводится неконтактным способом записанная на диске информация (диаметр дисков до 30 см), причем применяются лазерные диски только для считывания, например видеодиски, компакт-диски.

Принцип действия. Кодирование информации происходит

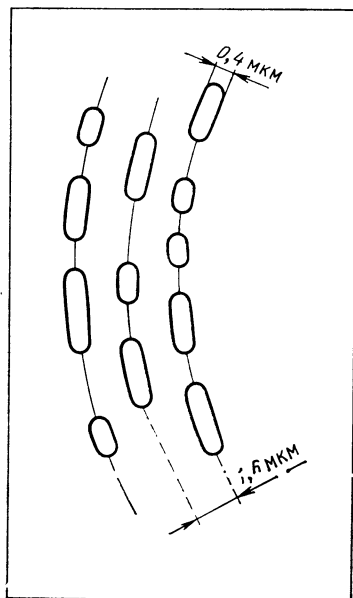


Рис. 4.116. Схематическое изображение микроуглублений на лазерном диске; ширина углублений 0,4 мкм, расстояние между дорожками 1,6 мкм

путем создания информационных микроуглублений, имеющих различную длину и различные расстояния между ними. Информация на диске сохраняется, таким образом, в цифровой форме, записанной по спирали, которая состоит из информационных ямок (рис. 4.116).

Лазерный видеодиск характеризуется следующими параметрами:

расстояние между двумя профилирующими дорожками 1,6 мкм;

ширина углубления 0,4 мкм;

максимальная длина углубления 3,3 мкм;

минимальная длина углубления 0,9 мкм;

максимальное расстояние между углублениями 3,3 мкм;

минимальное расстояние между углублениями 0,9 мкм.

При изготовлении видеодисков (см., например, [122]) нанесенный прежде на подложку из стекла фотолак экспонируется с помощью специальной оптической системы излучением коротковолнового лазера (криптоновый лазер, $\lambda=0,35$ мкм). После этого следует многоступенчатый процесс проявления, в результате которого образуется образцовый диск, который используется затем для изготовления других дисков путем оттиска. На полученные после отделения от образцового диска оттиски наносится зеркальное покрытие и слой лака, так что полученные при записи микроуглубления не могут быть закрыты частицами пыли.

Пыль и царапины на защитном слое не мешают, поскольку они находятся вне плоскости фокусировки считывающей оптики (рис. 4.117).

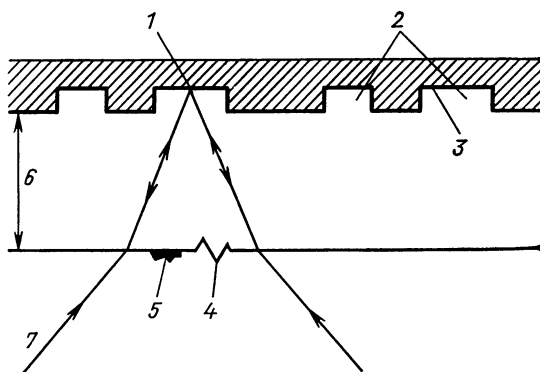


Рис. 4.117. Сечение видеодиска и грампластинки с лазерной записью [125]:

1 — фокальное пятно ($\varnothing \approx 1$ мкм); 2 — структура микроуглублений; 3 — зеркальное покрытие; 4 — царапина; 5 — частица пыли; 6 — прозрачный защитный слой; 7 — луч от лазера

При считывании микроскопических маленьких структур используются эффекты дифракции и интерференции света. Оптическая считывающая система для видеодисков состоит из:

He-Ne-лазера (мощность 1 мВт), который излучает линейно поляризованный свет;

делителя пучка, который разделяет свет на три пучка с соотношениями интенсивностей 1:3:1 (дифракционная решетка, работающая на просвет с минус первым, нулевым и плюс первым порядками дифракции);

призмы Волластона (оптическая длина пути зависит от направления поляризации);

пластинки $\lambda/4$;

считывающего объектива, перемещаемого по принципу катушки с подвижным сердечником в направлении оптической оси (ограниченный дифракцией микрообъектив очень малой массы);

системы фотоприемников (квадратных приемников), а также цилиндрической линзы.

Рассеянный в обратном направлении от диска свет лазерного пучка отображается на квадратном приемнике, лучи, использованные для слежения за дорожкой, попадают на приемники Е и F (рис. 4.118 и 4.119) [124].

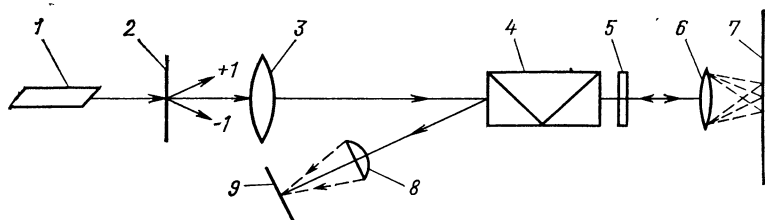


Рис. 4.118. Оптическая схема считывающей головки для считывания информации, записанной на видеодиске:

1 — He-Ne-лазер; 2 — решетка; 3 — согласующая оптика; 4 — призма Волластона; 5 — пластинка $\lambda/4$; 6 — считывающий объектив; 7 — видеодиск; 8 — цилиндрическая линза; 9 — плоскость приемника

Таким образом, становится возможным формирование управляющих сигналов для корректной фокусировки считывающих лучей на информационной дорожке [квадратный приемник; $(A + D) - (C + B)$] и обеспечение слежения за дорожкой ($E - F$).

4.5.1.3. Оптическая считывающая головка для цифрового лазерного проигрывателя. Обрато рассеянный от лазерной грампластинки свет попадает на фотодиоды $F_1 - F_4$. Возникающие при этом фототоки комбинируются друг с другом таким образом, что становится возможным получение как управляющих сигналов для радиальной коррекции, так и управляющего сигнала для установки на резкость считывающей оптики (рис. 4.120).

Радиальный управляющий сигнал формируется комбинацией токов фотодиодов $(F_1 + F_2) - (F_3 + F_4)$. Если считывающий объектив сфокусирован на информационную плоскость диска, то после призм 4 появляются два резких изображения между фотодиодами F_1, F_2 , а также F_3, F_4 . Если фокальная плоскость считывающего объектива находится за или перед информационной плоскостью, то изображения становятся нерезкими и движутся друг к другу или друг от друга. Тогда с помощью комбинации токов фотодиодов $(F_1 + F_2) - (F_3 + F_4)$ может быть получен управляющий сигнал для установки на резкость считывающей головки.

4.5.1.4. Однократная запись информации. Этот принцип [127] позволяет осуществить однократную запись и многократные считывания информации. Для этого на нижней стороне очень плоской стеклянной

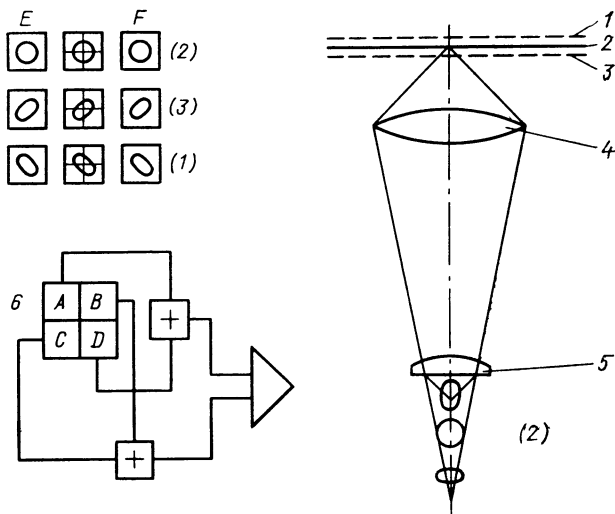
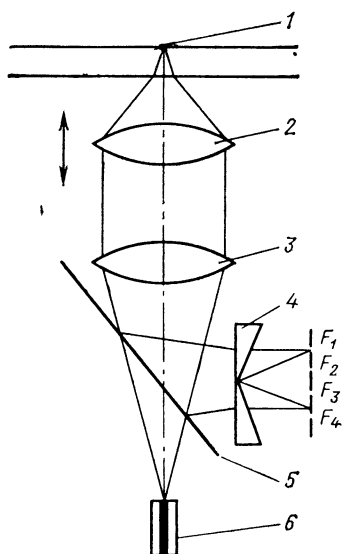


Рис. 4.119. Схема для получения сигнала и управляющего сигнала у видеодисков [124]:

1 — видеодиск слишком удален от считывающей оптики; 2 — видеодиск отъюстирован правильно; 3 — видеодиск находится слишком близко к считывающей оптике; 4 — считывающая оптика; 5 — цилиндрическая линза; 6 — квадрантный приемник

Рис. 4.120. Схема оптической считывающей головки для лазерных грампластинок [126]:

1 — считывающее пятно; 2 — считывающий объектив; 3 — оптическая система для преобразования излучаемого полупроводниковым лазером волнового поля в плоское волновое поле; 4 — призма; 5 — полупрозрачное зеркало; 6 — полупроводниковый лазер; F_1 — F_4 —фотоприемники



пластины наносится слой теллура. Две круглые стеклянные пластины юстируются относительно друг друга таким образом, что слой теллура защищен снаружи стеклянными пластинами.

На слоях теллура, находящихся на внутренних сторонах пластин, записывается информация. Пластины снабжены спиральной дорожкой (спиральной канавкой глубиной примерно $\lambda/4$), которая служит для юстировки считывающего или записывающего луча. При записи одного бита информации в слое теллура импульсно повышается мощность полупроводникового лазера за время 50 нс до 12 мВт, при этом в слое возникает отверстие диаметром примерно 1 мкм. Запись и считывание осуществляются с помощью одинакового устройства, причем при считывании мощность полупроводникового лазера уменьшается до 1 мВт (рис. 4.121).

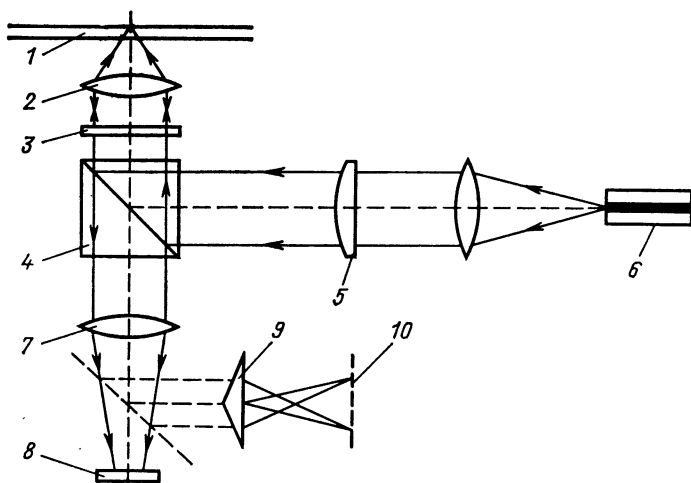


Рис. 4.121. Схема записывающей и считывающей головки для однократной записи:

1 — лазерный диск; 2 — считывающий объектив; 3 — пластинка $\lambda/4$; 4 — зависящий от поляризации делитель пучка; 5 — цилиндрическая линза; 6 — полупроводниковый лазер; 7 — оптическая система; 8 — приемник для радиального контроля дорожки; 9 — призма Френеля; 10 — приемник для получения сигнала и контроля положения фокального пятна

С помощью таких методов записи и считывания достигаются емкости запоминающего устройства (диаметр диска 30 см) 10^{10} бит информации (передняя и задняя сторона); свободно выбираемые времена доступа составляют 150 мс.

Применяемые лазеры:

He-Ne-лазер;

полупроводниковый лазер (во все более возрастающей мере).

Области применения:

запоминающее устройство для хранения банка данных с частым доступом;

запоминающее устройство для хранения архивных данных с отсроченным доступом;
 внешнее дополнительное запоминающее устройство со свободно выбираемой адресацией в ЭВМ;
 видеодиски для обучения (учебные фильмы, курсы по языку);
 видеодиски для библиотек и архивов;
 запоминающие диски для управления и канцелярского дела;
 грампластинки с недостижимым до сих пор высококачественным воспроизведением звука в бытовых условиях.

4.5.1.5. Оптическая цифровая запись информации в магнитных слоях. В качестве носителя информации используется тонкий магнитооптический слой (преимущество: повторная запись данных).

Принцип действия. Запись информации происходит благодаря тому, что маленькие области магнитного слоя нагреваются с помощью сфокусированного лазерного луча, причем одновременно накладывается магнитное поле, напряженность которого меньше, чем коэрцитивная сила. В нагретых таким образом при наложенном магнитном поле областях исчезает намагниченность (запись точки Кюри). Считывание осуществляется таким же лазером при уменьшенной мощности, причем плоскость поляризации отраженного от диска света в зависимости от направления намагничивания маленьких областей поворачивается на величину $0,5-8$ град (в зависимости от магнитооптического слоя) (магнитооптический эффект Керра).

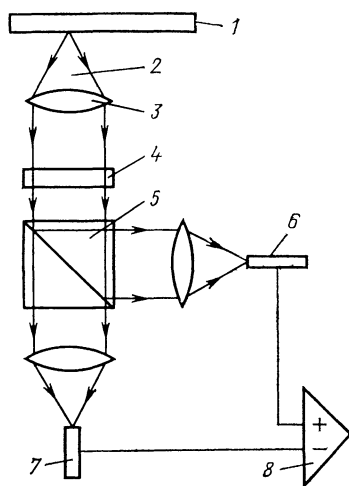
Оптическое устройство записывающей и считывающей головки аналогично системам, используемым в описанных выше устройствах считывания и записи информации.

Дополнительно следует обратить внимание на рис. 4.122 [128].

Свет, отраженный от маленьких перемагниченных областей, является эллиптически поляризованным и с помощью соответствующей фазовой пластинки преобразуется в линейно поляризованный. Линейно поляризованный свет разделяется на две составляющие, которые могут

Рис. 4.122. Схема получения сигнала с помощью поляризационного эффекта Керра [128]:

1 — магнитный диск; 2 — отраженный свет; 3 — микрообъектив; 4 — фазовая пластинка; 5 — делитель пучка, деление светового потока которого зависит от поляризации падающего излучения; 6 — приемник Ni_2 ; 7 — приемник Ni_1 ; 8 — дифференциальный усилитель



регистрироваться отдельно. Оба принятых сигнала подаются на дифференциальный усилитель и усиливаются. Усиленный сигнал прямо пропорционален поляризационному эффекту Керра.

Магнитооптическая запись позволяет в настоящее время иметь:

емкость памяти запоминающего устройства 10^5 бит/см²;

число циклов (запись, считывание, стирание) 10^6 ;

свободно выбираемые времена доступа 150 мс;

применение в качестве оперативной памяти в ЭВМ.

Оптический цифровой метод записи требует максимальной оптической и механической точности, а также:

предельно малого, ограниченного дифракцией считывающего объектива;

считывающего объектива (микрообъектива) очень малой массы (0,6 г и меньше);

радиальных отклонений считывающего пятна только $\pm 0,1$ мкм;

установки на резкость считывающего объектива с точностью ± 1 мкм;

ширины распределения интенсивности считывающего пятна по половине интенсивности примерно 1 мкм.

Цифровое оптическое запоминающее устройство позволяет производить неразрушающее считывание накопленной информации.

4.5.2. ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ДАТЧИКИ

В связи с развитием оптической передачи информации и необходимых для этого компонентов (волоконных световодов, передатчиков, приемников и т. д.) созданы важные предпосылки для развития волоконно-оптических датчиков [129—133].

У волоконно-оптических датчиков измеряемая величина воздействует на оптическое волокно и изменяет характерные параметры распространяющегося по нему света. Характерные параметры — это амплитуда, фаза или поляризация света.

Преимущества волоконно-оптических датчиков:

помехоустойчивость по отношению к электрическим и магнитным полям;

отсутствует излучение сигнала;

надежность по отношению к подслушиванию;

разделение потенциала между передатчиком и приемником;

взрывоустойчивость;

незначительное потребление энергии;

непосредственная возможность использования оптических принципов (и тем самым возможна высокая чувствительность).

Недостатки традиционных датчиков:

затраты на преобразование сигнала;

затраты на места соединений;

трудности в случае амплитудно-модулированных сигналов;

отсутствие стандартизованного понятия об унифицированном сигнале;

необходимость разнообразных новых разработок.

Возможные измеряемые величины: температура, давление, длина, скорость, уровень жидкости, показатель преломления, угловая скорость, магнитное поле, сила электрического тока.

Различают многомодовые и одномодовые волоконно-оптические датчики. В многомодовых датчиках измеряемая величина оказывает влия-

ние на интенсивность света, распространяющегося по волоконному световоду. Многомодовые волоконно-оптические сенсорные устройства разделяются на волоконно-оптические и гибридные датчики. В то время как у полностью волоконных датчиков оптический волновод одновременно используется в качестве датчика, пропускание которого изменяется измеряемой величиной, в гибридном датчике оптический волновод и измерительный элемент разделены.

В одномодовых датчиках измеряемая величина модулирует фазу волны, распространяющейся по оптическому волноводу.

Преимуществом одномодовых датчиков является более высокая чувствительность, поскольку можно измерять сдвиг фазы 10^{-5} — 10^{-6} рад.

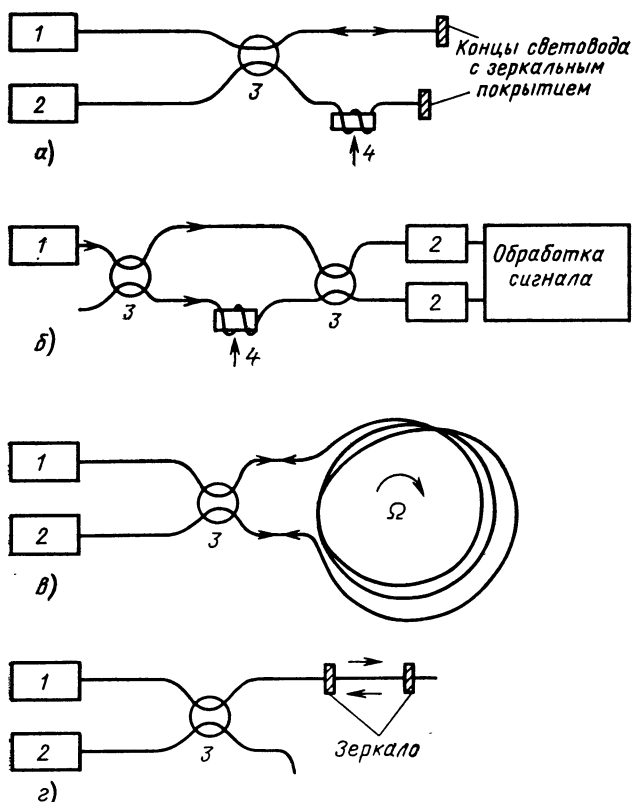


Рис. 4.123. Принцип действия двухлучевого интерферометра Майкельсона (а), Маха—Цендера (б) и Саньяка (в), а также многолучевого интерферометра Фабри-Перо (г) (по данным [126]):

1 — лазер; 2 — приемник; 3 — направленный ответвитель; 4 — параметр, который оказывает влияние на фазу; Ω — угловая скорость

Недостатком является более высокая стоимость (необходимость стабилизации излучения лазера и т. д.).

Изменения фазы измеряются с помощью интерферометрических устройств. В качестве интерферометров применяются как двухлучевые (как, например, интерферометр Майкельсона, Маха—Цендера, Саньяка), так и многолучевые интерферометры (интерферометр Фабри-Перо) (рис. 4.123).

В настоящее время для измерения давления, температуры и звука используется преимущественно интерферометр Маха—Цендера, а для измерения угловой скорости вращения, магнитных полей и электрических токов — интерферометр Саньяка.

Типичные характеристики многомодовых датчиков (точности измерения):

определение показателя преломления 10^{-3} ;

измерение давления 1 мПа;

измерение температуры $0,1^{\circ}\text{C}$ ($\pm 0,05^{\circ}\text{C}$ при спектральных измерениях);

измерение скорости прозрачных жидкостей;

измерения смещений 0,1 нм;

измерения магнитных полей $(320\text{—}400\,000\text{ А/м}) \pm 0,25\%$;

измерения электрических напряжений $(3\text{—}200\text{ В}) \pm 0,25\%$.

Типичные характеристики одномодовых датчиков (точности измерения):

измерения фазы до 10^{-7} рад/м длины волоконного световода;

измерения температуры 320 рад/(К·м);

измерения магнитных полей 0,01 рад/А;

измерения силы тока $(0,2\text{—}2000\text{ А}) 0,25\text{ мрад}/(\text{А}\cdot\text{м})$;

измерения угловых скоростей (гироскоп) 0,1 град/ч.

4.5.3. ПИКОСЕКУНДНАЯ ОПТОЭЛЕКТРОНИКА

Благодаря появлению ультракоротких световых импульсов с длительностью в пикосекундном диапазоне (см. разд. 2.10) стала возможной разработка быстрых оптоэлектронных переключателей [134—136].

Принцип действия (рис. 4.124). Разорванная микрополосковая линия, нанесенная на подходящий фотопроводящий материал, становится проводящей под воздействием облучения пикосекундным лазерным импульсом соответствующей длины волны вследствие образо-

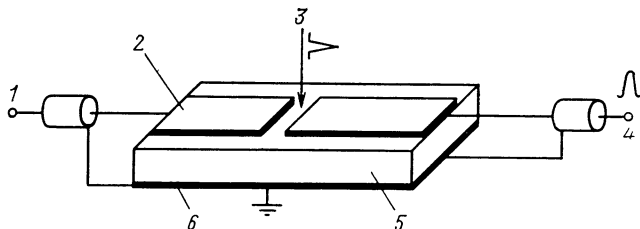


Рис. 4.124. Принцип действия оптоэлектронного переключателя:

1 — напряжение смещения; 2 — микрополосковая линия; 3 — ультракороткий световой импульс; 4 — короткий электрический импульс; 5 — полупроводник; 6 — основной электрод

ванной фотопроводимости. При приложении напряжения к полосковой линии происходит протекание короткого электрического импульса тока в течение времени существования носителей заряда. «Выключение» электрического импульса происходит за счет или рекомбинации носителей заряда, или облучения вторым лазерным импульсом с большей длиной волны, который благодаря ее большей глубины проникновения обуславливает короткое замыкание полосковой линии.

Достижимые при этом длительности электрических импульсов полагаются вплоть до пикосекунд.

Предпочтительно применяемыми материалами (соответствующим образом легированные) являются: Si (кристаллический, аморфный), GaAs, InGaAs, InP, Ge, CdS.

Условия реализации:

короткие времена жизни зарядов (для быстрого включения);

высокая фотопроводимость (для большого динамического диапазона);

высокое темновое сопротивление (для большого отношения сигнал/шум);

высокий квантовый выход (для хорошей эффективности включения);

согласование волнового сопротивления (для хорошей передаточной характеристики на высоких частотах).

Применение оптоэлектронных переключателей:

исследование динамических процессов в полупроводниках;

измерение и управление электронными приборами и элементами.

Преимущественными областями применения являются:

генерация пикосекундных СВЧ-волн и контроль их распространения;

фотодетектор для пикосекундных импульсов;

измерение пикосекундных импульсов;

управление ячейками Поккельса и Керра;

управление электронно-оптическими регистраторами со щелевой разверткой;

измерение контактных сопротивлений у высокоомных полупроводников;

исследование высокочастотных элементов с помощью оптоэлектронной стробоскопической измерительной техники.

Принцип действия этого важного метода показан на рис. 4.125, а в табл. 4.20 приведено сравнение с другими методами, при этом зарегистрирована реакция исследуемого элемента на сигнал, сформирован-

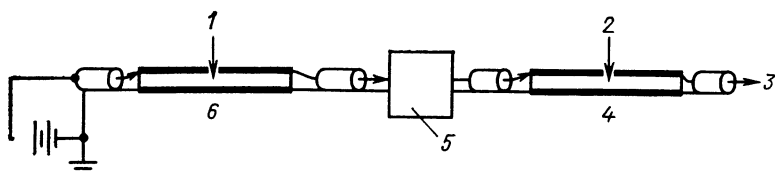


Рис. 4.125. Схема для испытания высокочастотных элементов с помощью быстрых оптоэлектронных ключей:

1 — ультракороткий световой импульс; 2 — ультракороткий задержанный световой импульс; 3 — регистрация сигнала; 4 — второй ключ (считывание); 5 — испытуемый элемент; 6 — первый ключ (управление)

**Т а б л и ц а 4.20. Сравнение различных методов измерения
в электронике высоких частот [129]**

| Метод | Обычная электроника | Электроника на сверх-проводящих элементах | Пикосекундная опто-электроника | |
|---|---------------------|---|--------------------------------|-------------------|
| | | | Серия импульсов | Одиночный импульс |
| Временное разрешение/временной селектор | ≥ 25 пс | ≤ 10 пс | ≤ 10 пс | ≥ 50 пс |
| Динамический диапазон | 1 мВ—10 В | 10 мкВ—100 мВ | 10 мкВ—1 В | 1 В—10 кВ |
| Частота повторения | ≤ 1 МГц | До ≥ 100 МГц | До ≥ 100 МГц | ≤ 1 кГц |

ный в первом переключателе, с помощью второго быстродействующего переключателя, открываемого с определенной задержкой.

4.5.4. ИНТЕГРАЛЬНАЯ ОПТИКА

4.5.4.1. Введение. Интегральная оптика является еще молодой областью, которая возникла в связи с развитием лазеров. Название «интегральная оптика» впервые было дано Миллером в 1969 г. [138].

Интегральная оптика характеризуется интеграцией миниатюризованных пассивных и активных оптических элементов в волноводных структурах в один общий комплексный элемент, который может состоять из большого числа однотипных или различных отдельных элементов.

Применяемыми источниками света являются лазеры, используемые волноводные структуры (диэлектрик) сравнимы (по меньшей мере в одном измерении) по порядку величины с длиной волны лазерного излучения. Принцип действия волновода основан на полном внутреннем отражении света.

Интегральная оптика предъявляет высокие требования к технологии изготовления элементов (см. замечания к рис. 4.131).

От миниатюризации известных оптических систем следует ожидать более высокой надежности, уменьшения массы и объема, более высокой механической и термической стабильности, значительно более низкой потребляемой мощности в активных элементах (например, в лазерах, модуляторах).

Кроме того, в интегральной оптике важную роль играет применение новых принципов работы. К ним следует отнести возможности, которые получаются при применении:

гофрированных (пространственно-периодических) структур [например, лазеры с распределенной обратной связью (РОС-лазеры) и распределенными брэгговскими отражателями (РБО-лазеры)] (см. разд. 2.7 или волноводный фильтр [147]);

оптических мультистабильных элементов (см. подраздел 3.2.8.1, [60, 62, 65, 66]);

нелинейных оптических эффектов в волноводных структурах (см. подраздел 3.2.7.1, [46]).

Основными областями применения элементов интегральной оптики являются:

оптическая связь (см. разд. 4.3, [149, 150]), которая привела, в свою очередь, к дальнейшему развитию интегральной оптики; для подобных систем необходимы лазеры, приемники, элементы связи, модуляторы, распределительные устройства, мультиплексоры, демультимплексоры, фильтры, ретрансляторы; применение в основном в одномерных системах;

оптическая обработка информации в широком смысле, например, разработка элементов для оптических вычислительных машин [159, 160, 167], аналого-цифровых преобразователей [165], спектральных анализаторов [157], оптических ретрансляторов [157, 158];

научное приборостроение, например разработка спектрометров полного внутреннего отражения и поглощения и спектрометров комбинационного рассеяния [161], интерферометров, приборов для измерения длин и углов, а также датчиков (см. разд. 4.5.2).

Для различных областей применения и систем необходимы:

пассивные элементы, как, например, простые планарные волноводы, полосковые линии передачи, призмы, линзы, отражатели, периодические (гофрированные) структуры;

активные элементы, которые позволяют модулировать амплитуду, фазу, частоту, состояние поляризации или направление распространяющихся волн; в основном это передатчики и приемники оптического излучения и усилители, модуляторы и дефлекторы, направленные ответвители, фильтры, преобразователи мод, поляризаторы, преобразователи частоты, а также оптические мультистабильные элементы.

В настоящее время эти отдельные элементы уже разработаны в лабораторном масштабе и на передний план выдвигается их интеграция, при этом следует отметить две тенденции развития:

развитие гибридных систем (недостаток: необходимы дополнительные элементы связи);

развитие монолитных систем, включая интегральные оптоэлектронные системы [139, 157, 158].

Поскольку в качестве лазеров прежде всего должны применяться полупроводниковые лазеры, и, кроме того, все необходимые пассивные и активные элементы можно реализовать на базе полупроводниковых материалов (в частности, на базе соединений типа $A_{III}-B_V$), как, например, GaAlAs, то эти материалы пригодны преимущественно для монолитных систем. Если все же гибридные варианты стоят на обсуждении, то это обусловлено специфическими свойствами материала (см. подраздел 4.5.4.5).

4.5.4.2. Распространение света в планарных диэлектрических волноводах. Применяемые в интегральной оптике волноводы являются диэлектрическими волноводами, а по своей простейшей форме — плоскими или полосковыми (рис. 4.126):

механизм распространения основан на полном внутреннем отражении, т. е. имеет место $n_2 > n_1, n_3$, типичные значения для разностей показателей преломления составляют 10^{-2} — 10^{-3} ; потери составляют меньше 1 дБ/см;

толщина $2d$ волноводного слоя (показатель преломления n_2) сравнима с длиной волны, которая лежит в диапазоне от видимого до среднего ИК-диапазона; как следствие, это приводит к тому (следует обратить внимание на аналогию с СВЧ-волнами), что постоянная распрост-

ранения волны зависит от геометрии волновода; решение волнового уравнения с учетом граничных условий в случае волноводной линии дает определенное число дискретных решений, мод, которые зависят от показателей преломления n_1 , n_2 , n_3 и толщины слоя $2d$; эти моды раз-

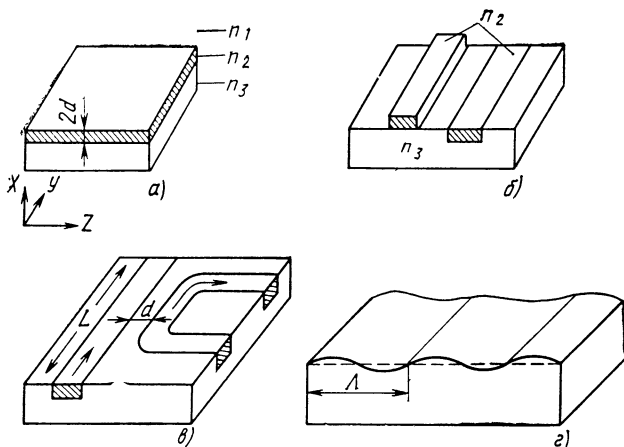


Рис. 4.126. Примеры простых волноводов:

а — плоский волновод толщиной $2d$ (n_1 — показатель преломления покровного слоя, n_2 — показатель преломления волноводного слоя, n_3 — показатель преломления подложки); *б* — полосковый волновод; *в* — направленный ответвитель; *г* — гофрированная (пространственно-периодическая) структура (Λ — период гофра, сильно схематическое изображение, величина Λ по порядку величины лежит в диапазоне длин волн света)

личаются по своим постоянным распространения, поляризации, а также по распределению поля в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны (рис. 4.127).

Планарный волновод (см. рис. 4.126, *а*, ось z указывает направление распространения электромагнитного излучения). Различают два типа волн (со следующими отличиями от нуля компонентами напряженности электрического поля E и магнитного поля H световой волны, m — индекс моды):

поперечные электрические волны (TE_m или H_m)

$$E_y^{(m)} \neq 0; \quad H_x^{(m)}, H_z^{(m)} \neq 0; \quad (4.19)$$

поперечные магнитные волны (TM_m или E_m)

$$H_y^{(m)} \neq 0; \quad E_x^{(m)}, E_z^{(m)} \neq 0. \quad (4.20)$$

Постоянная распространения β_m получается из соотношения

$$\beta_m = N_m k_0, \quad (4.21)$$

где N_m — эффективный показатель преломления для моды m ; $k_0 = \omega/c$ — постоянная распространения в вакууме.

В зависимости от характеристик волновода получают распределение полей, приведенные на рис. 4.127 [146].

Поле распространяющихся мод проникает также в прилегающие слои. Это обстоятельство является основой для использования связанных волноводов и спектроскопии полного внутреннего отражения.

Модовые характеристики для асимметричного волновода (т. е. $n_1 \neq n_3$) показаны на рис. 4.128. В качестве покрывного слоя был вы-

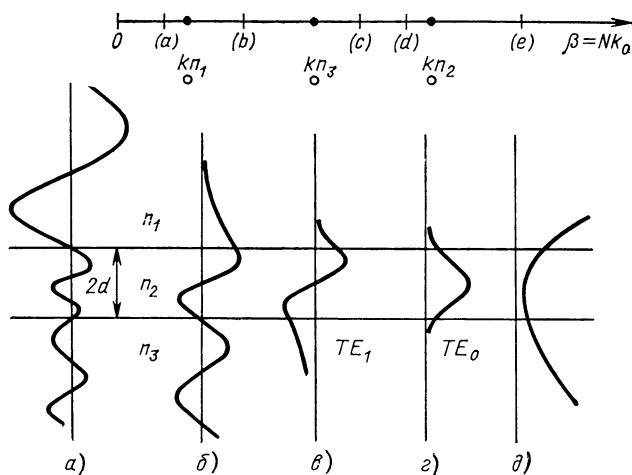


Рис. 4.127. Постоянные распространения (сверху) и соответствующие распределения напряженностей электрического поля для различных мод волновода (по данным [146]):

a — мода излучения (нет волноводной линии); *б* — радиационная мода подложки; *в*, *г* — распространяющиеся моды (TE_1 или TE_0); *д* — нефизическое решение

бран воздух ($n_1=1$), в качестве разности значений показателей преломления $n_2-n_3=0,06$. Наряду с модовыми характеристиками для волны частоты ω (соответствующая длина волны 10,6 мкм) были вычислены также характеристики для гармоники 2ω ($\lambda=5,3$ мкм). На рис. 4.128 можно отметить следующие важные особенности распространяющихся мод в волноводе.

1. Эффективный показатель преломления является функцией толщины слоя (на этом основана реализация волноводных линз и призм путем применения волноводов с подходящей вариацией толщины волновода, рис. 4.129).

2. При определенной толщине волновода $2d$ имеется только несколько мод волновода.

3. Самая низкая мода волновода требует минимальной толщины волновода (это является особенностью асимметричного волновода).

4. При определенных толщинах волновода эффективные показатели преломления основной волны и гармоник совпадают, т. е. имеется фазовое согласование, необходимое для эффективного преобразования частоты (см. подразделы 3.2.3.1 и 3.2.7.1).

Величина $d\omega$ на рис. 4.128 указывает на допустимые вариации толщины для длины взаимодействия 1 мм (высокие требования к изготов-

лению волновода), при которой существует фазовый синхронизм.

Оптические волноводы с пространственно-периодической (гофрированной) структурой (рис. 4.126, з). Волноводы с пространственно-периодической структурой используются для фильтров, брэгговских отражателей, модуляторов, преобразователей мод.

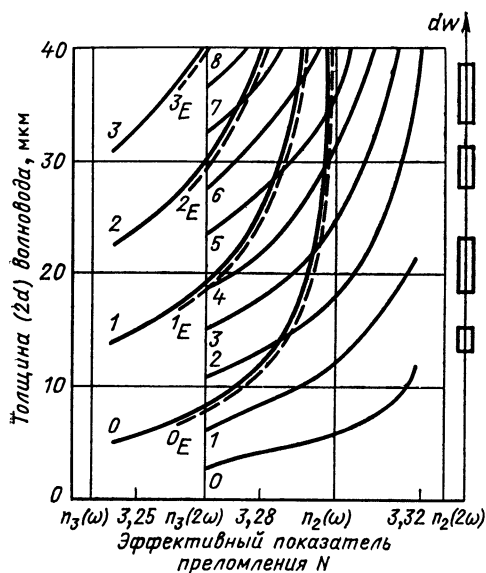


Рис. 4.128. Модовые характеристики GaAs-волновода на длинах волн 10,6 и 5,3 мкм (по данным [154]):

----- TE-моды; ———— TM-моды; числа указывают индексы мод m

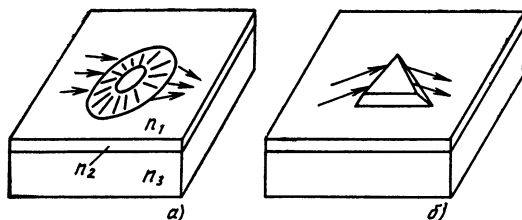


Рис. 4.129. Применение волноводов с подходящей зависящей от места толщиной в качестве волноводной линзы (а) и в качестве волноводной призмы (б)

4.5.4.3. Элементы в волноводных структурах. Пассивными элементами являются:

простые волноводные структуры (см. рис. 4.126);

волноводные линзы и призмы (рис. 4.129);

элементы связи для ввода лазерного излучения в волноводный слой (аналогично для вывода излучения) (рис. 4.130).

К элементам связи для ввода лазерного излучения относятся:

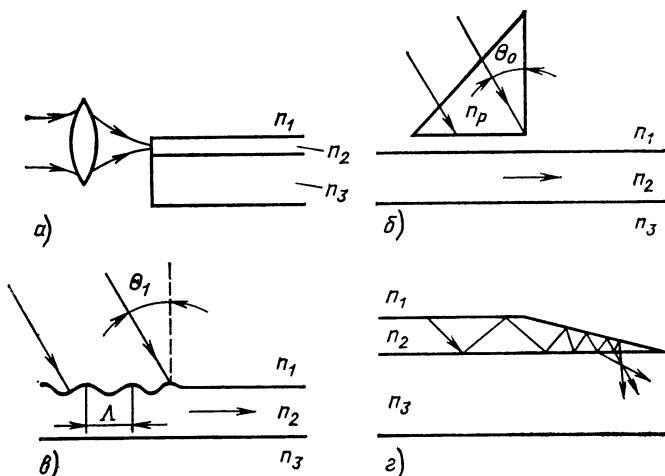


Рис. 4.130. Методы ввода излучения в волноводные слои (или аналогично для вывода излучения) [139]:

а — фокусировка излучения в слой; *б* — ввод излучения в волноводный слой с помощью призмы (n_p — показатель преломления призмы); *в* — решеточный элемент связи; *г* — ввод излучения в волноводный слой с помощью сужающегося элемента связи

призменные элементы связи (рис. 4.130, б); условие для эффективной связи (в случае, если $n_p > n_2$)

$$N = n_p \sin \Theta_0; \quad (4.22)$$

достигаемая эффективность связи 90 %;

решеточные элементы связи (рис. 4.130, в); условие для эффективной связи:

$$N = n_1 \sin \Theta_1 \pm \frac{2\pi}{k_0 \Lambda} \mu, \quad (4.23)$$

где μ — порядок дифракции ($\mu = 1, 2, 3, \dots$); плюс — возбуждение прямыми волнами; минус — возбуждение обратными волнами;

достигаемая эффективность связи до 70 %;

элемент связи на основе плавного волноводного перехода (рис. 4.130, г);

достигаемая эффективность до 70 %; недостаток: расходящийся выходной пучок;

направленный ответвитель (рис. 4.126, в).

В случае, когда световая волна распространяется по прямому световоду, из-за экспоненциального спада интенсивности (в области более низкого показателя преломления) часть интенсивности излучения вводится в соседний волновод. Величина энергии передачи зависит от длины взаимодействия L , расстояния d и показателей преломления. Путем вариации показателей преломления можно варьировать коэффициент связи с помощью линейного электрооптического эффекта (см. модуляторы).

Активными элементами (среди других) являются:

лазеры;

преобразователи мод и дефлекторы;

модуляторы и переключатели [139, 151, 162].

Важное значение имеют электрооптические преобразователи на базе кристалла LiNbO_3 . Преимущество LiNbO_3 по отношению к GaAs : необходимы достаточно малые напряжения и мощности, поскольку LiNbO_3 обладает лучшими электрооптическими данными.

На рис. 4.131 показаны некоторые типы модуляторов [151], которые основаны на воздействии на распространяющиеся волны через линейный электрооптический эффект.

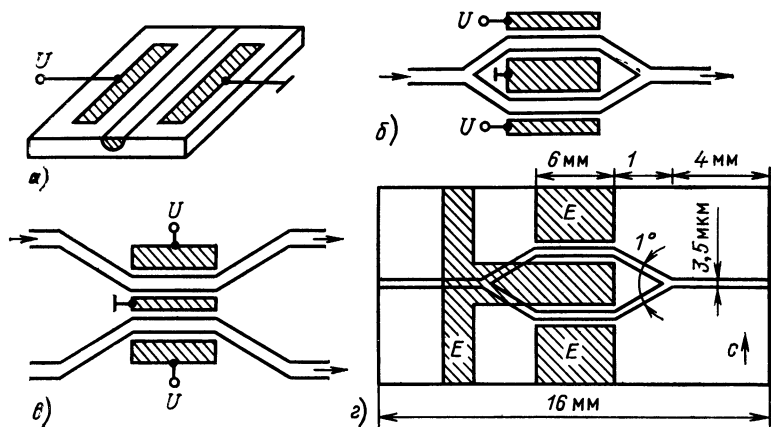


Рис. 4.131. Примеры электрооптических модуляторов:

а — модулятор на основе полосковой линии передачи; б—г — виды конструкций модуляторов, основанных на волноводных вариантах интерферометра Маха — Цендера (Е — электроды)

На рис. 4.131, г указаны характерные размеры для реализованного модулятора на базе LiNbO_3 .

Чтобы потери на рассеяние на краях волновода не превышали 1 дБ/см, необходимо, чтобы нарушения на краях волновода не превышали 0,05 мкм (на длине порядка нескольких сантиметров при толщине волновода несколько микронетров!).

С помощью этих модуляторов получены следующие данные:

модулирующее напряжение для ТЕ-поляризации 1,3 В, для ТМ-поляризации 3,8 В;

глубина модуляции ТЕ-поляризации 92 %, ТМ-поляризации 84 %; полоса модуляции 1 ГГц;

требуемая мощность модулированных колебаний на ширину полосы ТЕ-поляризации 15 мкВт/МГц, ТМ-поляризации 130 мкВт/МГц.

Более широкие полосы модуляции, вплоть до 17 ГГц, были достигнуты в интерферометрических модуляторах бегущих волн [166]. При использовании периодических электродов на базе кристалла LiNbO_3 (легированный Ti) [163, 164] были также реализованы следующие устройства:

эффективный ТЕ/ТМ-конвертер с эффективностью преобразования до 99 % при напряжении 13 В;

фильтры с шириной полосы от 0,45 до 1,5 нм.

Другие эффекты, используемые для модуляции [140, 143, 144]:

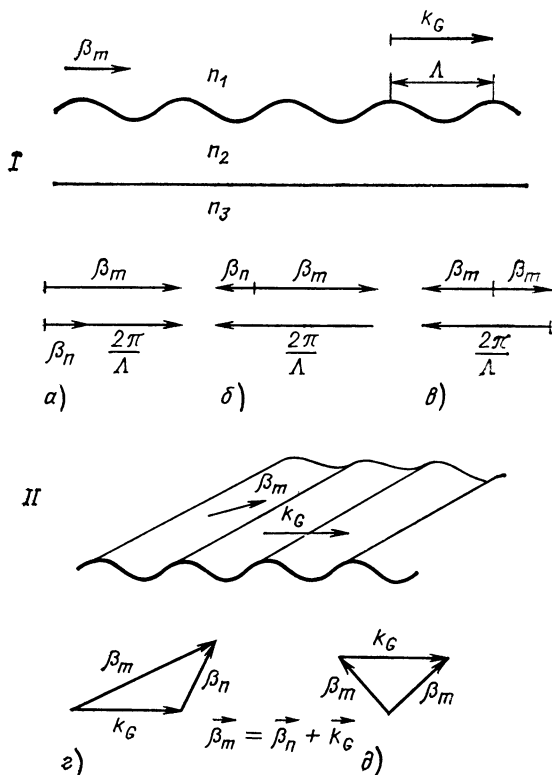


Рис. 4.132. Пример преобразователя мод на основе пространственно-периодических (гофрированных) структур:

I — вектор решетки и волновой вектор параллельны; a — прямой преобразователь; $б$ — обратный преобразователь; $в$ — брэгговский отражатель (специальный обратный преобразователь); II — вектор решетки и волновой вектор неколлинеарны (важно для дефлекторов); $г$ — дефлектор с изменением моды при распространении; $д$ — брэгговский дефлектор ($k_G = 2\pi/\Lambda$, Λ — период гофра)

акустооптический эффект (имеет большое значение для отклонения света);

магнитооптический эффект.

Особое значение имеют пространственно-периодические (гофрированные) структуры, которые могут быть получены фотохимическим, электрооптическим, акустооптическим способами или с помощью ионной имплантации. На рис. 4.132 показаны некоторые примеры преобразователя мод на базе подобных структур.

4.5.4.4. Примеры реализованных структур. Характерными примерами (см. также модулятор, показанный на рис. 4.131, г) являются:

1) частотный мультимплексор по данным Айки (рис. 4.133) [139]; объединение пяти РОС-лазеров на основе GaAlAs (монокристаллическая техно-

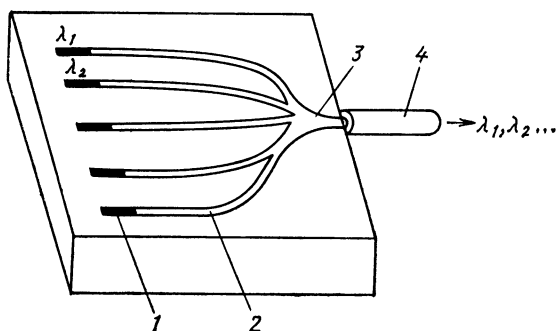


Рис. 4.133. Монокристаллическое оптическое мультимплексирование длин волн: 1 — РОС-лазеры с различными длинами волн; 2 — волновод; 3 — устройство связи; 4 — оптическое волокно

логия, двухступенчатая эпитаксия из жидкостной фазы), работающих на длинах волн, разделенных одна от другой на 2 нм; мультимплексор размещен на подложке из GaAs размером 5 мм×5 мм. Расстояние между лазерами 300 мкм; размеры волновода: ширина 20 мкм, глубина 3 мкм, метод изготовления — мезотехнология;

2) анализатор спектра фирмы Westinghouse (рис. 4.134, [139]). Регистрируемая радиочастота f_0 модулируется звуковой волной в акустооптическом модуляторе брэгговского типа, что приводит к частотно-зависимому отклонению волны лазерного излучения. Детектор, выполненный в виде линейки из 140 элементов, выдает частоту как функцию отклонения. В анализаторе спектра использовались две асферически скорректированные линзы геодезического типа. Применяемые лазеры: He-Ne- или GaAs-лазеры; планарный волновод создан на подложке LiNbO₃; размеры подложки 7 см×2,5×0,3 см; изготовление волновода осуществлено путем диффузии титана; данные спектроанализатора приведены в табл. 4.21; аналого-цифровой преобразователь показан на рис. 4.135 [165]. АЦП изготовлен на базе симметричного мостового модулятора. Материалом АЦП является LiNbO₃. Достигнуты частоты до 100 МГц. Размеры $l_k=16$ мм, $l_c=4$ мм, $l_{ph}=8$ мм, $w=8$ мкм, $g \approx g_e=5,4$ мкм. Полувольтное напряжение для He-Ne-лазера (1,15 мкм) составляет 5,31 В;

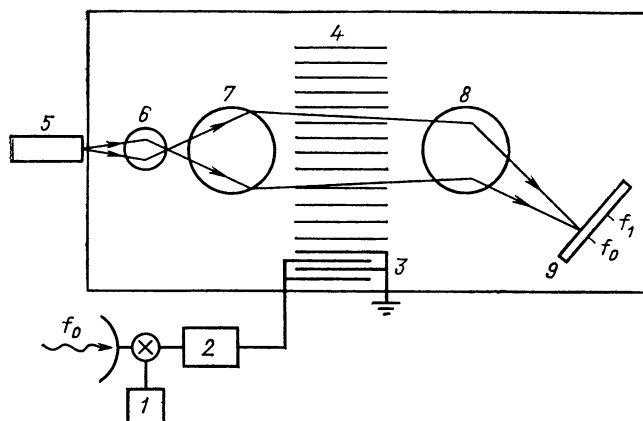


Рис. 4.134. Интегрально-оптический ВЧ-спектроанализатор:

1 — гетеродин; 2 — усилитель; 3 — излучатель акустических поверхностных волн; 4 — гофрированная структура (звуковые волны); 5 — лазер; 6 — волноводная линза для расширения пучка; 7 — волноводная линза для коллимации пучка; 8 — фазосдвигающая линза; 9 — линейка детекторов

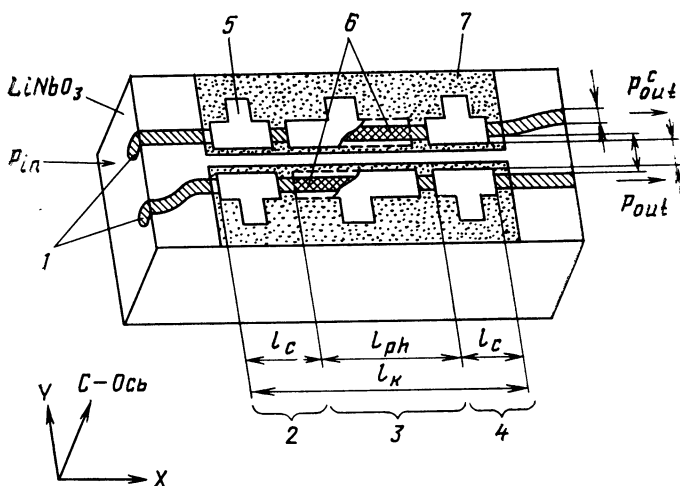


Рис. 4.135. Интегрально-оптический аналого-цифровой преобразователь:

1 — волновод; 2, 4 — устройства связи на 3 дБ; 3 — фазосдвигающее устройство; 5 — Al-электроды; 6 — двойной диффузант; 7 — буферный слой Al_2O_3

Т а б л и ц а 4.21. Характеристики интегрально-оптического спектроанализатора

| Параметр | Значение |
|--|----------|
| Центральная частота, МГц | 600 |
| Ширина полосы частот, МГц | 400 |
| Частотное разрешение: | |
| с He-Ne-лазером (0,6328 мкм), МГц | 5,3 |
| с GaAlAs-лазером (0,83 мкм), МГц | 4 |
| Время интегрирования приемника, мкс | 2 |
| Расстояние между элементами приемника, мкм | 12 |
| Диаметр фокального пятна в плоскости приемника, мкм | 3,4 |
| Дифракционная эффективность акустооптической решетки Брэгга, % | 50—100 |
| Фокусные расстояния линз, см | 2,45 |
| Расстояние между линзами, см | 1,8 |

3) оптический ретранслятор (рис. 4.136, [4.158]). Оптический ретранслятор является примером интегрального оптоэлектронного элемента, который выращен на базе GaAlAs в процессе эпитаксии из жидкой фазы. На полупроводниковой подложке (SI) GaAs объединены лазер, транзистор (полевой транзистор с барьером Шоттки) и фотодиод.

4.5.4.5. Материалы и методы изготовления. В настоящее время отдается предпочтение материалам LiNbO₃, GaAlAs, LiTaO₃, стеклу, кремнию.

Для пассивного волновода требуются потери меньше 1 дБ/см. Потери в волноводах обусловлены поглощением в слое, рассеянием на нерегулярностях на поверхностях раздела, поглощением на граничных поверхностях.

К методам изготовления предъявляются очень высокие требования. Применяются преимущественно электронно-лучевая литография (изготовление масок), фотолитография (изготовление масок), ионная имплантация, диффузия (например, для изготовления волноводов в LiNbO₃ путем диффузии титана), эпитаксия, в частности для полупроводников [предпочтительно применяются молекулярно-лучевая эпитаксия, жидкостная эпитаксия, а также химическое осаждение металлоорганических соединений из паровой фазы (CVD)].

Для монолитного варианта лучше всего были бы пригодны полупроводниковые соединения из-за возможности их использования в микроэлектронике и оптоэлектронике, если бы удалось реализовать все существенные элементы с требуемыми параметрами.

Для этой цели были бы необходимы:

волноводы с малыми потерями не более 1 дБ/см (минимальные значения для потерь у GaAs до настоящего времени составляют еще 2 дБ/см) [155];

светоизлучающие элементы (предпочтительно полупроводниковые);

сильный линейный электрооптический эффект (GaAs менее выгоден, чем LiNbO₃),

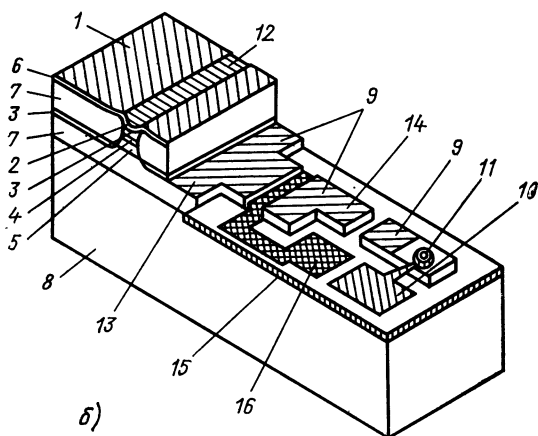
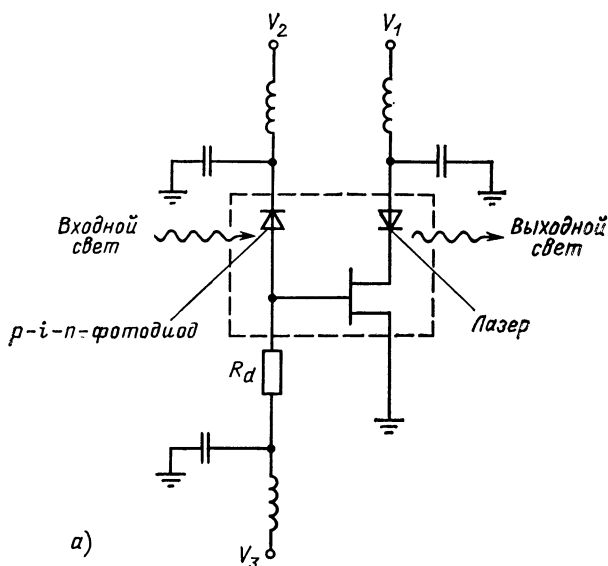


Рис. 4.136. Интегрально-оптический ретранслятор:
 а — принципиальная схема ретранслятора, включая контрольные цепи; б — конструкция ретранслятора: 1 — CuAu ; 2 — диффузия Zn ; 3 — $p\text{-GaAlAs}$; 4 — активная область; 5 — $n\text{-GaAlAs}$; 6 — SiO_2 ; 7 — $n\text{-GaAs}$; 8 — Si-GaAs ; 9 — AuGe-Ni-Au ; 10 — Cr-Au ; 11 — фотодиод; 12 — лазер; 13 — сток; 14 — исток; 15 — затвор; 16 — Al

Поэтому в настоящее время рассматриваются главным образом гибридные варианты вследствие благоприятных электрооптических и акустических свойств, а также незначительных потерь в волноводе (менее 1 дБ/см), поскольку излучатели и приемники не реализованы на базе LiNbO_3 . Выходом из такой ситуации являются гибридные варианты на общей подложке.

До настоящего времени не существует вещества, которое удовлетворяет всем требованиям.

4.5.4.6. Перспективы. Интегральная оптика стоит только в начале своего развития. Существенной предпосылкой для ее широкого применения является овладение необходимыми технологическими процессами изготовления нужных материалов с приемлемыми затратами.

Оценка возможностей интегральной оптики сделана в работе [148].

Согласно этой оценке имеются следующие ограничения (при этом в основу положены известные в настоящее время характерные параметры материалов):

1) размеры. В поперечном направлении 1 мкм (из-за требуемой локализации), в продольном направлении 0,5—10 мм (из-за необходимых длин связи);

2) скорость. Задержка импульса составляет примерно 10 пс/мм, уширение импульса из-за дисперсии групповой скорости (сильно зависит от материала и длины волны), минимально достигаемая длительность импульсов лазерного излучения (у полупроводниковых лазеров < 1 пс);

3) ширина полосы. У фильтров с пространственно-периодическими структурами 0,01 нм, направленных ответвителей 5 нм;

4) требуемая энергия. На бит для модуляторов и переключателей (характерная длина L в см) 1 пДж·см/ L (предельные значения для бистабильных элементов см. в подразделе 3.2.8.1).

4.5.5. ЛАЗЕРНОЕ ПЕЧАТАЮЩЕЕ УСТРОЙСТВО

Для изготовления оригиналов для газет, журналов, книг, а также для печати в вычислительной технике и в других случаях уже в настоящее время часто применяется лазерное излучение [169].

Преимущество: более высокая скорость печати по сравнению с обычным клавишным способом печатания.

Принцип действия. Поступающий от считываемого оригинала свет преобразуется в ФЭУ в электрические сигналы, которые соответствующим образом обрабатываются в электронном устройстве вместе с управляющими сигналами (для определения высоты шрифта, состава краски и др.) и служат для модуляции лазерного излучения. С помощью записывающей головки экспонируется расположенная на валике пленка. При этом лазерное излучение разделяется на ряд равных по интенсивности частичных лучей (шесть или больше), которые посредством модуляции при данных условиях подключаются или отключаются.

Применяемые лазеры: ионный аргоновый лазер (мощность не более 10 мВт), инжекционный лазер.

Лазерное печатающее устройство, применяемое в вычислительной технике, показано на рис. 4.137.

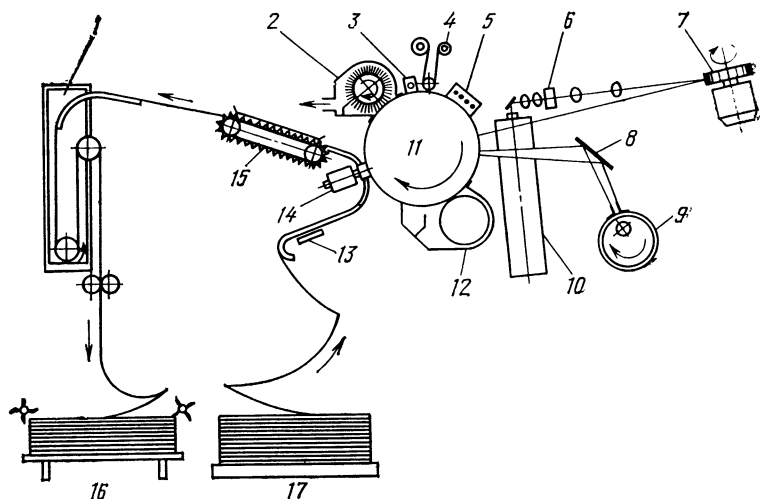


Рис. 4.137. Принципиальная схема лазерного печатающего устройства, работающего на основе электрофотографического способа печатания (фирма Siemens):

1 — фиксирующее устройство; 2 — очищающее устройство; 3 — разрядное устройство; 4 — очищающий материал, получаемый из прочеса; 5 — заряжающее устройство; 6 — акустооптическая отклоняющая система; 7 — зеркальный барабан; 8 — оптический элемент; 9 — устройство для печатания бланков; 10 — лазер; 11 — фотопроводящий барабан; 12 — проявляющее устройство; 13 — устройство для приклеивания бумаги; 14 — устройство для перенесения символа на бумагу; 15 — устройство для транспортировки бумаги; 16 — складывающее устройство; 17 — устройство для подачи бумаги

4.5.6. ЛАЗЕРЫ В ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКЕ

Принципиально достигнутые малые времена переключения делают возможным применение лазеров и комбинаций с лазерами, включая интеграцию в микроэлектронных переключательных схемах (оптоэлектроника):

в качестве логических элементов (да — нет, или);

для ввода и считывания из запоминающих устройств в вычислительных машинах (модулированное лазерное излучение, преобразование в цифровую форму).

В этих целях рассматриваются исключительно инжекционные лазеры.

Преимущества: малые времена переключения и считывания, очень маленькие размеры элементов, интеграция оптических и электрических систем.

Достижимыми оказываются времена переключения примерно 10^{-10} с (соответственно этому быстрые времена вычисления); емкости запоминающего устройства 10^7 бит/см², и скорости считывания 10^9 бит/с.

Исследования находятся еще в стадии разработок.

4.5.7. ЛАЗЕРЫ В ФОТОГРАФИИ

Интенсивное излучение импульсных лазеров используется в качестве источника освещения с весьма коротким временем экспонирования (высокоскоростная фотография).

Регистрация быстропротекающих процессов вообще происходит: кинематографическими методами путем съемки последовательности отдельных изображений, следующих с высокой частотой следования; методами щелевой развертки и шлирен-методами путем аналоговой регистрации путь — время;

стробоскопическими методами путем совмещения частоты съемки и частоты протекания процесса в повторяющихся событиях.

Временное разрешение определяется временем экспозиции, реализуемым источником света или съемочной камерой, а также имеющейся в распоряжении освещенностью.

Время экспонирования, достигаемое с обычными лампами-вспышками в микросекундном диапазоне, можно сократить в 10^3 — 10^5 раз при использовании импульсных лазеров. Они могут работать как «временные зонды» в режиме одиночных «выстрелов» или в режиме заданной частоты следования импульсов лазерного излучения. Современные камеры на основе электронно-оптического преобразователя позволяют работать в режиме кадровой съемки с частотой не менее 10^6 кадров/с. К непосредственным фотографическим методам в последнее время добавляются возможности, обусловленные особенностями лазеров, как, например, импульсная голографическая интерферометрия для исследования быстропротекающих процессов [170].

С помощью лазеров можно осуществлять одиночные съемки в наносекундном диапазоне и многокадровые съемки с частотой 10^4 — 10^6 кадров/с.

Для этой цели используются преимущественно твердотельные лазеры.

4.5.8. ЛАЗЕРЫ ДЛЯ СЧИТЫВАНИЯ И ИДЕНТИФИКАЦИИ

Лазерные лучи могут быть применены вместе с электронной системой обработки для идентификации знаков различного рода (печат-

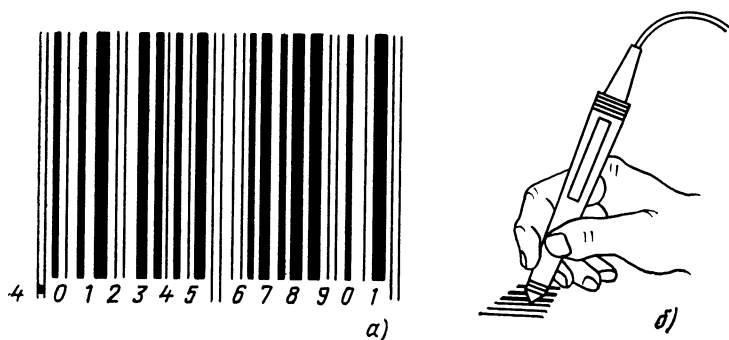


Рис. 4.138. Пример 13-разрядного стандартного символа штрихового кода EAN для идентификации товара и цены:

а — штриховый код; б — управление устройством считывания штрихового кода

ные знаки в контрольном экземпляре текста для корректуры, штриховые коды). Это находит уже коммерческое применение при идентификации товаров, отмеченных кодами для лазерного считывания, и при регистрации цены этих товаров в торговых точках и универсальных магазинах (лазерный чек), при этом лазерный луч перемещается над плосковым образцом (штриховой код, рис. 4.138) (с помощью сканирующего устройства) и рассеянное назад излучение регистрируется и определенным образом обрабатывается в электронном блоке. Для этой цели часто применяются He-Ne-лазер или лазерные диоды.

4.5.9. ЛАЗЕР КАК ИЗМЕРИТЕЛЬНОЕ СРЕДСТВО

Лазеры применяются также для измерения очень маленьких перемещений или амплитуд колебаний земной коры (лазерной сейсмограф), а также для выяснения принципиальных основных вопросов физики, например для измерения зависимости от времени универсальных постоянных, для проверки утверждений общей теории относительности и для обнаружения гравитационных волн.

Для этих целей целесообразно использовать стабилизированные по частоте лазеры.

5. ТЕХНИКА БЕЗОПАСНОСТИ ПРИ РАБОТЕ С ЛАЗЕРНЫМИ УСТРОЙСТВАМИ

5.1. ОПАСНОСТИ ПРИ РАБОТЕ С ЛАЗЕРНЫМИ УСТРОЙСТВАМИ

При эксплуатации лазерных устройств возникают опасности двоякого рода. Во-первых, принципиально всегда существует опасность, когда лазерное излучение может попадать на незащищенное тело человека, при этом неважно, действует первичное или вторичное излучение (зеркально или диффузно отраженное излучение). В этом случае речь идет о специфических лазерных опасностях. Во-вторых, при работе с лазерными установками следует считаться с опасностями, которые вызваны или вспомогательными устройствами, или взаимодействием лазерного излучения с различными средами или с обрабатываемыми материалами. В этом случае говорят о прочих опасностях, или неспецифической лазерной опасности.

5.1.1. СПЕЦИФИЧЕСКИЕ ЛАЗЕРНЫЕ ОПАСНОСТИ

Вероятность появления, а также вид и тяжесть поражения биологической ткани зависят от ряда факторов. К таким факторам относятся воздействующие удельные энергии или мощности, длина волны лазерного излучения, время облучения, состояние экспонированной ткани (например, ее пигментация, покрытие волосом и кровоснабжение) и различные факторы внешней среды.

Биологическое действие лазерного излучения на организм человека в основном обусловлено тремя видами механизмов воздействия.

1. Тепловые эффекты. Тепловой эффект, биологическое действие которого простирается от простой эритемы (покраснение кожи) до «сваривания» пораженной ткани, является наиболее значительным эффектом поражения. Тепловой эффект зависит от действующей плотности энергии или мощности, времени облучения и глубины проникновения лазерного излучения.

Тепловой эффект может привести к коагуляции ткани, т. е. образуется резкая граница разделения между некротической частью и окружающей тканью с остановкой кровотечения вследствие закупоривания кровеносных сосудов.

Впрочем, этот эффект используется в микрохирургии.

2. Термоакустические эффекты. С тепловым эффектом могут сочетаться также другие явления, называемые термоакустическими или иногда нелинейными эффектами. Если очень высокие удельные энергии или мощности приводят к «свариванию» ткани, то при этом возникает пар, который, с одной стороны, разрывает клетки, а с другой стороны, может привести, особенно в замкнутом и полностью заполненном пространстве (глаз или череп), к опасным ударным волнам.

Точно так же образование ударных волн может происходить в том случае, когда на ткань попадает лазерный импульс очень высокой удельной мощности и крайне короткой длительности (например, импульс лазерного излучения, полученного с помощью лазера, работающего в режиме модулированной добротности). Результатом являются разрывы ткани или регулярные «взрывные» выбросы частиц ткани, всегда отчасти связанные со значительными кровотечениями (коагуляционный эффект отсутствует).

3. Фотохимические эффекты. При воздействии лазерного излучения с малой плотностью энергии или мощности появляются функциональные изменения в гистохимической картине протекания обменных процессов в клетке, которые могут как способствовать нормальным

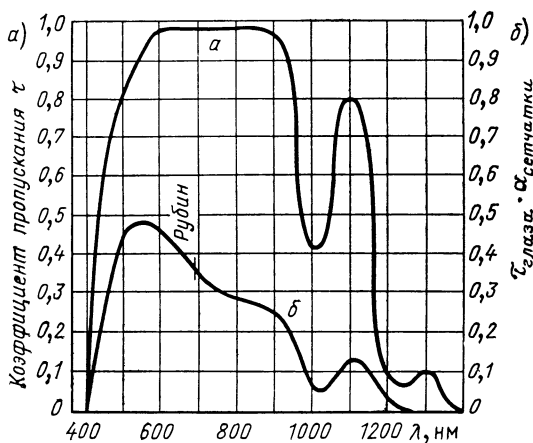


Рис. 5.1. Пропускание и поглощение человеческого глаза:

a — спектральная характеристика пропускания; b — произведение пропускания глазного тела и поглощения сетчатки в зависимости от длины волны

процессам, так и вызывать отклонения от нормы.

В этом типе механизма взаимодействия в настоящее время многие вопросы остаются открытыми. Так, например, в настоящее время еще не полностью выяснено, может ли привести фотохимический эффект к кумуляции частичных доз или к генетическим последствиям.

5.1.1.1. Опасности для глаз. Наиболее поражаемой частью организма человека при воздействии лазерного излучения является глаз. Это прежде всего относится к излучению в видимом и ближнем ИК-областях спектра (рис. 5.1), хотя и другие диапазоны оптического излучения также могут представлять серьезную опасность для зрения (табл. 5.1, согласно [1]).

Таблица 5.1. Патофизиологические воздействия оптического излучения

| Спектральная область | Воздействия на | |
|--|---|--|
| | глаза | кожу |
| Ультрафиолетовый диапазон С (200—280 нм) | Кератит (Photophthalmia electrica) | Эритема (эритема радиационная), рак кожи |
| Ультрафиолетовый диапазон В (280—315 нм) | | Ускоренное старение кожи, возрастающая пигментация |
| Ультрафиолетовый диапазон А (315—400 нм) | Катаракта | Светочувствительные реакции |
| Видимый диапазон (400—780 нм) | Фотохимическое и термическое повреждение сетчатки | Термическое поражение кожи |
| Инфракрасный диапазон А (780—1400 нм) | Катаракта, термическое поражение сетчатки | |
| Инфракрасный диапазон В (1,4—3 мкм) | Термическое поражение роговой оболочки и хрусталика | |
| Инфракрасный диапазон С (3—1000 мкм) | Термическое поражение роговой оболочки | |
| | | |

Вид и степень тяжести поражений, возникающих в глазу, особенно зависят от следующих факторов:

длины волны;
плотности энергии или мощности;

диаметра зрачка;
размера изображения на сетчатке;
времени облучения.

Могут быть повреждены как роговая оболочка глаза, хрусталик и стекловидное тело, так и сетчатка. Медики рассматривают повреждения роговой оболочки глаза, хрусталика и стекловидного тела как менее опасные, потому что они, как правило, излечимы, тогда как повреждения сетчатки являются тяжелыми из-за их необратимости. При попадании сфокусированного хрусталиком луча на сетчатку там возникают слепые пятна, наличие которых больными часто не замечается. Это имеет место особенно тогда, когда неожиданно попадает в глаз рассеянное излучение от импульсных лазеров; лазер генерирует излучение в ближней ИК-области спектра, и пораженные места находятся на периферии сетчатки (рис. 5.2).

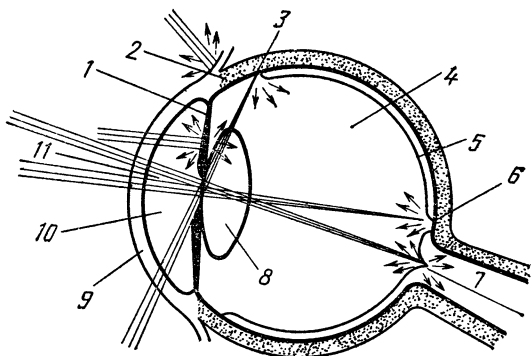


Рис. 5.2. Вход лазерных лучей в человеческий глаз:

1 — радужная оболочка; 2 — склера; 3 — наружная граница сетчатки; 4 — стекловидное тело; 5 — сетчатка; 6 — центральная ямка сетчатки; 7 — зрительный нерв; 8 — хрусталик; 9 — роговая оболочка глаза; 10 — передняя камера глаза; 11 — зрачок

Если, напротив, луч попадает в центральную ямку сетчатки, лежащую в области желтого пятна — места наиболее острого зрения, то результатом является тяжелое нарушение остроты зрения. Полной потери зрения необходимо опасаться в том случае, если повреждается *Papilla nervi optici* — место вхождения зрительного нерва в глаз.

Вследствие фокусирующего действия хрусталика падающая на роговую оболочку глаза удельная энергия или мощность может быть увеличена в 10^5 — 10^6 раз!

Это значение получается из соотношения

$$V = d_p^2/d_R^2, \quad (5.1)$$

где V — коэффициент усиления; d_p — диаметр зрачка ($d_{p\max}=8$ мм); d_R — диаметр изображения на сетчатке (сетчатке) ($d_{R\min}=10$ мкм).

5.1.1.2. Опасности для кожи. Кожа по сравнению с органом зрения менее сильно подвержена поражению. Однако из-за большой поверхно-

Таблица 5.2. Значения энергетической экспозиции для появления минимальных реакций кожи

| Тип лазера | Энергетическая экспозиция, Дж/см ² | Длительность воздействия, с |
|---|--|--|
| Рубиновый лазер | 11—20 (непигментированная кожа)
2,2—6,9 (пигментированная кожа) | 2,5·10 ⁻³
2,5·10 ⁻³ |
| Рубиновый лазер (модуляция добротности резонатора) | 0,25—0,34 | 75·10 ⁻⁹ |
| Аргонный лазер | 4—8,2 | 1 |
| СО ₂ -лазер | 2,8 | 1 |
| Неодимовый лазер (модуляция добротности резонатора) | 2,5—5,7 | 75·10 ⁻⁹ |
| Неодимовый лазер на иттриево-алюминиевом гранате | 46—78 | 1 |

сти кожи более часто возникают ее поражения. В зависимости от длины волны излучения известны разнообразные поражения кожи, причем преобладают поражения, обусловленные тепловым эффектом (см. табл. 5.1). Эти поражения кожи зависят от следующих факторов (согласно [1]):

- поглощения и рассеяния излучения в ткани на соответствующей длине волны;
- плотности потока излучения или энергетической экспозиции на коже:

- времени облучения;
- кровоснабжения облученной области кожи;
- площади облученной поверхности.

Кроме того, в поражении кожи играют роль такие факторы, которые влияют на чувствительность кожи (покрытие волосом, толщина рогового слоя, пигментация).

В новых работах уточнены данные об уровнях энергетической экспозиции, при которых происходят первые минимальные реакции в ткани. В табл. 5.2 (согласно [2]) приведен обзор значений энергетических экспозиций, которые были получены по шести типам лазеров для кожи человека.

5.1.2. НЕСПЕЦИФИЧЕСКИЕ ЛАЗЕРНЫЕ ОПАСНОСТИ

Прочие опасности, или, говоря иначе, неспецифические лазерные опасности, возможны при эксплуатации лазерных устройств в разнообразной форме. Эти опасности либо исходят от вспомогательных устройств, лазерных установок, либо вызваны взаимодействием лазерного излучения с окружающей средой или с обрабатываемыми материалами.

1. Опасности, связанные с наличием электрического тока. Большое пространство занимают устройства питания и управления, которые из-за низкого КПД лазера и вытекающих из этого высоких потребляемых мощностей часто работают с применением высокого напряжения.

Напряжения 30—40 кВ, в частности, для получения излучения накачки являются не редкостью.

2. Опасности, связанные с рентгеновским излучением. Если в электрических установках работают с высокими напряжениями, превышающими 15 кВ, то следует считаться с тем обстоятельством, что при этом испускается рентгеновское излучение. В случае, если изготовителем прибора не предоставляются данные по этому вопросу, необходимо провести соответствующий контроль вблизи лазерного устройства.

3. Опасности, связанные с разрушением или взрывом элементов лазерной установки. При эксплуатации лазерных устройств по разным причинам могут разрушаться как лазерная трубка, так и лампы накачки или другие элементы, изготовленные из стекла. Точно так же следует считаться с возможным взрывом высоковольтных конденсаторов.

4. Опасности, связанные с охлаждающим агентом. При применении жидкого азота для охлаждения лазерных кристаллов следует уделять особенно повышенное внимание охлаждающему агенту. Жидкий азот, точка кипения которого лежит при температуре $-195,8^{\circ}\text{C}$, при контакте с кожей вызывает поражение, аналогичное ожогу. Кроме того, вследствие неконтролируемого вытекания охлаждающих агентов в рабочее помещение существует возможность появления отравляющих явлений, если не позаботиться о достаточной вентиляции.

Наряду с отмеченными здесь опасностями следует указать и другие, как, например, возникновение пожаров и взрывов под воздействием неконтролируемого лазерного излучения, образование озона под действием УФ-излучения, ослепляющее действие при высокой яркости неэкранированных ламп накачек и появление токсических аэрозолей при обработке материала с помощью лазерного луча.

5.2. МЕРОПРИЯТИЯ ПО ТЕХНИКЕ БЕЗОПАСНОСТИ

Интенсивно проведенные научные исследования специфических воздействий лазерного излучения привели в разных странах к достаточно обширным, а также хорошо обоснованным практическим выводам об охране труда при эксплуатации лазеров. Правда, к настоящему времени такие выводы имеют характер законов только в некоторых странах. В большинстве случаев речь идет о рекомендациях или предписаниях, которые действительно отчасти только для определенного круга применений TGL 30 690/01.

Прочие или неспецифические лазерные опасности достаточно полно охвачены уже существующими правилами.

5.2.1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОНЯТИЙ

Воздействующее лазерное излучение. Лазерное излучение, которое воздействует полностью или частично на глаз или глаза и (или) кожу в течение определенного времени.

Длительность излучения. Время t , в течение которого лазерное устройство испускает воздействующее лазерное излучение непрерывно или в форме импульсов или последовательности импульсов.

Длительность экспозиции (длительность воздействия). Время t , в течение которого глаз (глаза) и (или) незащищенная кожа полностью или частично подвергаются воздействию прямого и (или) отраженного лазерного излучения за рабочую смену,

При неумышленном заглядывании в луч лазера, работающего в непрерывном режиме, длительность экспозиции определяется, как правило, рефлекторным смыканием век (примерно 0,2 с), при работе лазера в импульсном режиме длительность экспозиции определяется, как правило, длительностью импульса лазерного излучения. При преднамеренном заглядывании в лазерный луч (например, при юстировочных работах) необходимо просуммировать время одинаково интенсивных экспозиций или отдельных импульсов за рабочую смену.

Импульсный режим работы. Режим работы, при котором лазерное устройство испускает лазерное излучение и длительность излучения не превышает $t=0,25$ с.

Непрерывный режим работы (cw-режим). Режим работы, при котором лазерное устройство непрерывно испускает лазерное излучение в течение $t>0,25$ с.

Энергетическая экспозиция H . Определяется отношением падающей на элемент поверхности энергии излучения к площади этого элемента:

$$H = dQ/dA, \quad (5.2)$$

где H измеряется в Дж/м²; Q — энергия излучения, Дж; A — поперечное сечение пучка, м².

Объемная плотность энергии излучения L_p . Энергетическая экспозиция, отнесенная к телесному углу, Дж/(м²·ср).

Плотность потока излучения ϕ . Отношение потока излучения P к поперечному сечению пучка лазерного излучения A :

$$\phi = P/A, \quad (5.3)$$

где ϕ измеряется в Вт/м²; P — поток излучения, Вт; A — поперечное сечение пучка, м².

Энергия излучения Q . Энергия, излучаемая, переносимая или принимаемая в форме электромагнитной волны:

$$Q = P_I t_I, \quad (5.4)$$

где Q измеряется в Дж; P_I — максимальный поток излучения, Вт; t_I — длительность импульса излучения, с.

Поток излучения (мощность излучения) P . Мощность, излучаемая, переносимая или принимаемая в форме электромагнитной волны. Единица измерения — Вт.

Энергетическая яркость излучения L . Плотность потока излучения, отнесенная к телесному углу, Вт/(м²·ср).

Диффузное отражение/рассеяние. Изменение пространственного распределения излучения, если оно отражается/рассеивается на поверхности или средой в различных направлениях.

Идеальный диффузный рассеиватель нарушает все соотношения между направлением падающего и направлением отраженного или рассеянного излучений.

Предельно допустимый уровень излучения (AEL-значение, accessible emission limit). Значение энергии излучения, энергетической экспозиции, энергетической яркости, потока излучения или яркости излучения, установленное для воздействующего лазерного излучения в зависимости от длительности экспозиции и длины волны, которое — с учетом класса опасности — не должно превышать.

Уровень экспозиции. Определенное с помощью расчета или измерения значение энергии излучения, дозы облучения, энергетической

яркости, потока излучения, плотности потока излучения или яркости, прямого или диффузно отраженного/рассеянного лазерного излучения, фактически падающего в течение времени облучения на глаз (глаза) и (или) кожу.

Сравнение величины экспозиции с предельно допустимым уровнем излучения дает представление об опасности падающего излучения.

Предельно допустимый уровень энергетической экспозиции (MPE-значение, maximum permissible exposure). Установленное максимальное значение дозы облучения, потока излучения, плотности потока излучения или энергетической яркости лазерного излучения, которому могут подвергаться при нормальных условиях глаза и кожа без появления непосредственного повреждения.

Предельная апертура. Максимально возможная площадь круга, по которой может быть усреднена яркость излучения и доза облучения.

Угол зрения α . Угол, в который в глаз наблюдателя попадает излучение лазера или диффузное отражение/рассеяние.

Предельный угол α_{\min} . Под предельным углом понимают установленный угол, который служит для различения точечных и протяженных источников лазерного излучения, причем источник лазерного излучения или диффузное отражение/рассеяние лазерного излучения следует рассматривать как протяженный источник, если угол зрения больше, чем предельный угол.

Номинальное безопасное расстояние. Расстояние между выходным сечением лазерного пучка и местом, на котором плотность потока излучения или доза облучения снижены до максимально допустимого уровня излучения.

Номинальная опасная зона. Пространственная область, в которой плотность потока излучения или доза облучения больше, чем максимально допустимый уровень лазерного излучения.

5.2.2. КЛАССИФИКАЦИЯ ЛАЗЕРНЫХ УСТРОЙСТВ

Всемирной организацией здравоохранения (ВОЗ) в 1977 г. опубликована схема классификации лазерных устройств [1], которая рекомендована для применения. Принципиально эта схема исходит из трех аспектов, которые в совокупности определяют вызываемую лазером опасность и тем самым необходимость применения защитных мероприятий и дозиметрического контроля:

опасность, которая фактически исходит от лазера;

производственная среда, в которой применяется лазер;

персонал, который обслуживает лазер, и персонал, который может облучаться генерируемым им лазерным излучением.

Однако построение схемы определяется главным образом первым аспектом, потому что, с одной стороны, второй и третий аспекты очень сильно зависят от применения лазера, и, с другой стороны, в большинстве случаев достаточна оценка первого аспекта для определения соответствующих защитных мер и дозиметрического контроля. Другая основная идея схемы классификации состоит в том, чтобы в значительной степени освободить пользователя благодаря предложенной форме деления на классы от необязательно необходимых трудоемких и сложных измерений параметров излучения или расчетов.

Основой классификации лазеров является их способность вызывать

за счет воздействия прямого или отраженного луча поражение глаз и кожи.

Установлены следующие классы лазеров по степени опасности генерируемого ими излучения.

Класс 1: без риска. Лазерные системы, выходное излучение которых не представляет опасности для глаз и кожи.

Класс 2: незначительный риск. Лазерные системы, которые работают в видимой области спектра и при нормальных условиях не являются опасными.

Класс 3: умеренный риск. Лазерные системы, у которых заглядывание в прямой или зеркально отраженный луч может быть опасным для глаз. Этот класс лазеров разделяется на два подкласса: 3, а и 3, б, причем лазеры, относящиеся к подклассу 3, а, являются только тогда опасными, когда их луч собирается с помощью дополнительного оптического устройства.

Класс 4: высокий риск. Лазерные системы, у которых даже диффузно отраженное излучение может быть опасным, или их луч представляет серьезную опасность для кожи, или существует опасность возникновения пожара.

В табл. 5.3 приведены классы опасности лазерных устройств для каждого диапазона длин волн.

Таблица 5.3. Классификация лазеров по степени опасности генерируемого ими излучения и соответствующие диапазоны длин волн

| | Диапазон длин волн | | | |
|---------------------------------|--|---|--|--|
| | ультрафиолетовый | видимый | инфракрасный А | инфракрасный В + С |
| Возрастание степени опасности ↓ | Класс 1
Класс 3, а
Класс 3, б
Класс 4 | Класс 1
Класс 2
Класс 3, а
Класс 3, б
Класс 4 | Класс 1
Класс 3, а
Класс 3, б
Класс 4 | Класс 1
Класс 3, а
Класс 3, б
Класс 4 |

Классификация лазерных устройств на отдельные классы по степени опасности происходит прежде всего по следующим параметрам.

1. Для всех типов лазеров необходимо знание длины волны или диапазона длин волн и определение времени воздействия лазерного излучения.

2. Для непрерывных и импульсно-периодических лазеров требуется знание средней выходной мощности.

3. Для классификации импульсных лазеров также необходимо знание общего потока излучения в импульсе (пиковая мощность), длительности импульса, частоты повторения импульсов и дозы облучения.

4. Для классификации лазеров с расширяющимся пучком наряду с указанными выше параметрами необходимо знание энергии излучения и максимума угла, на который направление взгляда отклоняется от Intrabeam viewing, т.е. полного, прямого заглядывания в луч.

Класс 1 — лазерные приборы без опасности. К этому классу лазеров относятся лазеры, излучение которых не вызывает повреждений, потому что их мощность или энергия за рассматриваемый

для классификации промежутков времени ниже пороговых значений (значения, при которых еще не наступает поражение организма, в литературе на английском языке обозначаются как P_{exempt} или Q_{exempt}). Под промежутком времени, рассматриваемым в классификации и регламентируемым промежутком времени, следует понимать самое продолжительное время воздействия лазерного излучения на человека в течение рабочего дня.

P_{exempt} и Q_{exempt} определяются с точки зрения предотвращения поражения при рассмотрении наиболее неблагоприятного случая (worst case analysis). При этом следует учитывать, используется лазер с расширенным пучком или нет. Для большинства лазеров P_{exempt} и Q_{exempt} определяются при данных условиях с помощью примерного расчета в виде произведения ab , причем a — предельное значение для дозы прямого облучения глаза за время облучения t_{max} , b — площадь предельного отверстия, определенная для предельного значения.

Однако освобождение таких лазеров без риска от дозиметрического контроля относится только к специфической лазерной опасности, но не к другим опасностям, связанным с эксплуатацией лазера.

Класс 2 — лазерные приборы с малой опасностью. К этому классу лазеров (Low—risk-классу) относятся лазеры с малой мощностью, которые работают в видимой области спектра. У этих лазеров возможно прямое попадание луча в глаз при очень тщательном соблюдении контролируемых условий экспонирования. К ним относятся:

непрерывные лазеры (400—700 нм), излучаемая мощность которых превышает P_{exempt} для регламентируемого промежутка (0,4 мВт для $t_{\text{max}} > 0,25$ с), но не больше 1 мВт;

сканирующие лазерные системы (400—700 нм) и импульсно-периодические лазеры, которые хотя и могут превышать соответствующее значение P_{exempt} для регламентируемого промежутка, но не значение для времени облучения 0,25 с.

Класс 3 — лазерные устройства с умеренной опасностью. Этот класс лазеров (Moderate—risk-класс) охватывает лазеры средней мощности, у которых не разрешается прямое заглядывание в луч лазера. К ним относятся следующие типы лазеров:

лазеры ИК- (1,4 мкм — 1 мм) и УФ-диапазонов (200—400 нм), мощность которых для регламентируемого промежутка хотя и превышает P_{exempt} , но не среднюю мощность 0,5 Вт при $t_{\text{max}} > 0,25$ с или значение дозы облучения 10 Дж/см² при $t_{\text{max}} \leq 0,25$ с;

непрерывные лазеры или импульсно-периодические лазеры в видимом диапазоне (400—700 нм), у которых превышает P_{exempt} для $t_{\text{max}} = 0,25$ с (1 мВт для непрерывных лазеров, которые, однако, не могут излучать среднюю мощность 0,5 Вт при $t_{\text{max}} > 0,25$ с);

импульсные лазеры в ближнем ИК-диапазоне (700—1400 нм), генерируемая энергия которых больше Q_{exempt} и меньше 10 Дж/см² или у которых следует считать с появлением диффузного отражения излучения, лежащего выше предельных значений и поэтому опасного для организма человека;

непрерывные лазеры и импульсно-периодические лазеры, работающие в ближнем ИК-диапазоне (700—1400 нм), мощность которых больше P_{exempt} для регламентируемого промежутка, но которые не могут генерировать среднюю мощность более 0,5 Вт при $t_{\text{max}} > 0,25$ с.

Класс 4 — лазерные устройства с повышенной опасностью. Этот класс лазеров (High—risk-класс) охватывает мощные лазеры, прямой, а также зеркально или диффузно отраженный

луч которых представляет значительную опасность как для глаз, так и для кожи. К ним относятся следующие типы лазеров:

лазеры УФ-(200—400 нм) и дальнего ИК-диапазонов (1,4 мкм — 1 мм), у которых для $t_{\max} > 0,25$ с средняя мощность превышает 0,5 Вт или значение дозы облучения 10 Дж/см² при $t_{\max} \leq 0,25$ с;

лазеры видимого (400—700 нм) и ближнего ИК-диапазонов (700—1400 нм) со средней мощностью более 0,5 Вт при $t_{\max} > 0,25$ с или дозой облучения более 10 Дж/см²; к таким лазерам также относят лазеры, у которых во время их работы могут возникнуть диффузные отражения излучения, превышающие предельные значения.

Вообще, следует обращать внимание на то, что разделение снабженных экранирующими устройствами лазеров на классы только тогда оправдано, если они эксплуатируются с этими защитными средствами. Если это не имеет места, то лазер относится к более высокому классу по степени опасности.

Лазерные устройства, которые могут работать на нескольких длинах волн, классифицируются по длинам волн, на которых можно ожидать наибольшую опасность.

5.2.3. ПРЕДЕЛЬНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ ЭКСПОЗИЦИИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В последние годы в разных странах достигнут значительный прогресс в усилиях по установлению предельно допустимых уровней лазерного облучения, при недостижении которых исключаются поражения глаз и кожи. Это развитие привело, наконец, к тому, что Всемирная организация здравоохранения (ВОЗ) в 1977 г. рекомендовала соответствующие предельные экспозиции [Exposure limits (EL)] [1]. При разработке этих материалов рабочая группа ВОЗ по лечебным эффектам лазерного излучения исходила прежде всего из апробированных значений American National Standards Institute (ANSI) [6]. Правда, здесь также еще сохранились некоторые недоработки, особенно в тех случаях, когда значения недостаточно биологически обоснованы или базируются на экстраполяции. Проблематичными являются эти значения, например, для диапазонов длин волн, для которых имеют место фотохимические эффекты (экспозиции глаз и кожи в УФ-области спектра, а также долговременные экспозиции глаз и кожи в видимой области спектра). В этих случаях предельные значения должны рассматриваться, скорее, как осторожные рекомендации.

При превышении указанных предельных значений сильно коллимированное лазерное излучение с высокой энергией может вызвать мгновенное поражение, которое у глаза — органа, наиболее сильно подвергающегося опасности при воздействии лазерного излучения, — может привести к нарушению функции зрения.

Измерения, но чаще всего расчеты по определению уровней энергетической экспозиции, освещенности, энергетической яркости и (или) плотности потока излучения в плоскости роговой оболочки глаза обычно проводились для конкретных условий применения (например, фокусирующие, преломляющие и отражающие среды на пути луча, возможности облучения и т. д.).

Эти условия следует однозначно описывать и оговаривать в разрабатываемых специфических требованиях по охране здоровья и труда.

В табл. 5.4 — 5.7 приведены предельные значения для глаз и кожи в зависимости от различных параметров (см. также TGL 30 690/01).

Таблица 5.4. Ориентировочные значения предельно допустимой энергетической экспозиции (Дж/см²) и(или) энергетической освещенности (Вт/см²) глаз и кожи для лазеров, работающих в непрерывном и(или) импульсном режимах, в УФ-диапазоне

| Длина волны, нм | Длительность воздействия, с | Прямое или зеркально отраженное лазерное излучение и (или) рассеянное или диффузно отраженное лазерное излучение | |
|-----------------|---|--|----------------------|
| | | Дж/см ² | Вт/см ² |
| УФ-С 200—280 | 10 ⁻² —3·10 ⁴ | 3·10 ⁻³ | |
| УФ-В 280—302 | | 3·10 ⁻³ | |
| 303 | | 4·10 ⁻³ | |
| 304 | | 6·10 ⁻³ | |
| 305 | | 1,0·10 ⁻² | |
| 306 | | 1,6·10 ⁻² | |
| 307 | | 2,5·10 ⁻² | |
| 308 | | 4,0·10 ⁻² | |
| 309 | | 6,3·10 ⁻² | |
| 310 | | 1,0·10 ⁻¹ | |
| 311 | | 1,6·10 ⁻¹ | |
| 312 | | 2,5·10 ⁻¹ | |
| 313 | | 4,0·10 ⁻¹ | |
| 314 | | 6,0·10 ⁻¹ | |
| УФ-А 315—400 | 10 ⁻² —10 ³
10 ³ —3·10 ⁴ | 1,0 | 1,0·10 ⁻³ |

Таблица 5.5. Ориентировочные значения предельно допустимой энергетической экспозиции и(или) энергетической освещенности (прямой или зеркально отраженный луч) глаз для непрерывных и(или) импульсных лазеров в видимой и инфракрасной областях спектра

| Длина волны, нм | Длительность воздействия, с | Энергетическая экспозиция, Дж/см ² | Энергетическая освещенность, Вт/см ² |
|------------------|--|--|---|
| Видимый диапазон | | | |
| 400—700 | 10 ⁻⁹ —1,8·10 ⁻⁵
1,8·10 ⁻⁵ —10 | 5·10 ⁻⁷
1,8·10 ⁻³ t ^{3/4} | |
| 400—550 | 1—10 ⁴ | 10 ⁻² | |
| 550—700 | 10 — t ₁
t ₁ — 10 ⁴ | 1,8·10 ⁻³ t ^{3/4}
10 ⁻² C _B | |
| 400—700 | 10 ⁴ —3·10 ⁴ | | 10 ⁻⁶ C _B |

| Длина волны, нм | Длительность воздействия, с | Энергетическая экспозиция, Дж/см ² | Энергетическая освещенность, Вт/см ² |
|---|---|--|---|
| Инфракрасный диапазон А
700—1060 | $10^{-9}—1,8 \cdot 10^{-5}$
$1,8 \cdot 10^{-5}—10^3$ | $5 \cdot 10^{-7} C_T$
$1,8 \cdot 10^{-3} C_T$ | |
| 1060—1400 | $10^{-9}—5 \cdot 10^{-5}$
$5 \cdot 10^{-5}—10^3$ | $5 \cdot 10^{-6}$
$9 \cdot 10^{-3} t^{3/4}$ | |
| 700—1400 | $10^3—10^4$ | | $3,2 \cdot 10^{-4} C_T$ |
| Инфракрасный диапазон В + С
1400—10 ⁶ | $10^{-9}—10^{-7}$
$10^{-7}—10$
10 | 10^{-2}
$0,56 t^{1/4}$ | 0,1 |

Примечание. $C_T \approx 10^{-2} \lambda - 6,4$ нм, λ — в нм; $C_B = 1$ для $400 \text{ нм} \leq \lambda \leq 550$; $C_B = 10^{0,015(\lambda - 550)}$ для $550 \text{ нм} \leq \lambda \leq 700$ нм, λ — в нм; $t_1 = 10$ с для $400 \text{ нм} \leq \lambda \leq 550$ нм, $t_1 = 10 \cdot 10^{0,02(\lambda - 550)}$ с для $550 \text{ нм} \leq \lambda \leq 700$ нм, λ — в нм.

Таблица 5.6. Ориентировочные значения предельно допустимой энергетической экспозиции и(или) энергетической освещенности (рассеянного или диффузно отраженного излучения) для глаз от непрерывного и(или) импульсного лазеров в видимой и инфракрасной областях спектра

| Длина волны, нм | Длительность воздействия, с | Энергетическая яркость/освещенность | |
|-------------------------|-----------------------------|-------------------------------------|---------------------------|
| | | Дж/(см ² · ср) | Вт/(см ² · ср) |
| Видимый диапазон | | | |
| 400—700 | $10^{-9}—10$ | $10 t^{1/3}$ | |
| 400—550 | $10—10^4$ | 21 | |
| 550—700 | $10—t_1$ | $3,83 t^{3/4}$ | |
| 550—700 | $t_1—10^4$ | $21 C_B$ | |
| 400—700 | $10^4—3 \cdot 10^4$ | | $2,1 \cdot 10^{-3} C_B$ |
| Инфракрасный диапазон А | | | |
| 700—1400 | $10^{-9}—10$ | $10 \cdot C_T t^{1/3}$ | |
| 700—1400 | $10—10^3$ | $3,83 C_T t^{3/4}$ | |
| 700—1400 | $10—3 \cdot 10^4$ | | $0,64 C_T$ |

Таблица 5.7. Ориентировочные значения предельно допустимой энергетической экспозиции и энергетической освещенности для кожи от лазеров, работающих в непрерывном и(или) импульсном режимах, в видимой и инфракрасной областях спектра

| Длина волны, нм | Длительность воздействия, с | Энергетическая экспозиция/энергетическая освещенность | |
|--|--|---|--------------------|
| | | Дж/см ² | Вт/см ² |
| Видимый диапазон и инфракрасный А 400—1400 | 10 ⁻⁹ —10 ⁻⁷
10 ⁻⁷ —10
10—3·10 ⁴ | 2·10 ⁻²
1,1 t ^{1/4} | 0,2 |
| Инфракрасный диапазон В+С 1400—10 ⁶ | 10 ⁻⁹ —3·10 ⁴ | См. табл. 5.5 и 5.6 | |

Таблица 5.8. Предельный угол в зависимости от времени облучения

| Длительность воздействия, с | Предельный угол, град | Длительность воздействия, с | Предельный угол, град |
|-----------------------------|-----------------------|-----------------------------|-----------------------|
| 10 ⁻⁹ | 8 | 10 ⁻² | 5,7 |
| 10 ⁻⁸ | 5,4 | 10 ⁻¹ | 9,2 |
| 10 ⁻⁷ | 3,7 | 1 | 15 |
| 10 ⁻⁶ | 2,5 | 10 | 24 |
| 10 ⁻⁵ | 1,7 | 10 ² | 24 |
| 10 ⁻⁴ | 2,2 | 10 ³ | 24 |
| 10 ⁻³ | 3,6 | 10 ⁴ | 24 |

Таблица 5.9. Энергетическая освещенность в зависимости от потока P_А выходного лазерного излучения и диаметра пучка d₀

| Поток излучения P _А , мВт | Энергетическая освещенность, Вт/см ² , для диаметра пучка d ₀ , мм | | | | | | |
|--------------------------------------|--|------|------|------|------|-----------------------|-----------------------|
| | 1 | 1,2 | 1,4 | 1,8 | 2 | 10 | 20 |
| 1 | 0,13 | 0,09 | 0,06 | 0,04 | 0,03 | 0,13·10 ⁻² | 0,03·10 ⁻² |
| 2 | 0,25 | 0,18 | 0,13 | 0,08 | 0,06 | 0,25·10 ⁻² | 0,06·10 ⁻² |
| 3 | 0,38 | 0,27 | 0,20 | 0,12 | 0,10 | 0,38·10 ⁻² | 0,10·10 ⁻² |
| 4 | 0,51 | 0,35 | 0,26 | 0,16 | 0,13 | 0,51·10 ⁻² | 0,13·10 ⁻² |
| 5 | 0,64 | 0,44 | 0,32 | 0,20 | 0,16 | 0,64·10 ⁻² | 0,16·10 ⁻² |
| 7,5 | 0,96 | 0,66 | 0,49 | 0,30 | 0,24 | 0,96·10 ⁻² | 0,24·10 ⁻² |
| 10 | 1,27 | 0,89 | 0,65 | 0,39 | 0,32 | 1,27·10 ⁻² | 0,32·10 ⁻² |

Важным дополнением является приведенный в табл. 5.8 (по данным [1]) обзор значений предельных углов (в зависимости от времени облучения), в пределах которых имеет место Intrabeam viewing, и согласно этому предельные значения применены для наблюдения в прямом луче.

Для работающего в непрерывном режиме He-Ne-лазера ($\lambda = 632,8$ нм) различной мощности в табл. 5.9 (по данным [7]) приведены данные об установленных энергетических освещенностях. Такие лазеры часто применяются в лазерных указателях направления.

5.2.4. КОЛИЧЕСТВЕННОЕ РАССМОТРЕНИЕ КОНКРЕТНЫХ УСЛОВИЙ ЭКСПЛУАТАЦИИ

Для оценки условий при конкретных применениях часто необходимо количественное рассмотрение, при этом, однако, следует учитывать, что такие рассмотрения должны служить основой для проведения мероприятий по охране труда, они должны быть выполнены на весьма высоком научном уровне и исходить из наиболее опасного или неблагоприятного случая.

Из соотношения (5.3) получаем для плотности потока излучения Φ_r для пучка круглой формы на расстоянии r от выходного отверстия

$$\Phi_r = P/A = 4P/(\pi d_0^2), \quad (5.5)$$

где A — поперечное сечение пучка; P — поток излучения; d_0 — диаметр пучка в выходном отверстии, при этом прежде всего пренебрегается расходом пучка и поглощением в воздухе.

С учетом расходимости Θ и поглощения в воздухе μ приведенное выше выражение изменяется следующим образом:

$$\Phi_r = \frac{4Pe^{-\mu r}}{\pi(d_0 + r\Theta)^2}. \quad (5.6)$$

Для поглощения в воздухе на практике используются следующие значения: хорошая видимость $\mu = 10^{-7}$ см $^{-1}$, плохая видимость $\mu = 10^{-5}$ см $^{-1}$, плотный туман $\mu = 10^{-4}$ см $^{-1}$.

Для расширения пучка лазера на практике очень часто применяются дополнительные оптические устройства, например телескопы. Благодаря этому первоначально полученный пучок расширяется.

Условия становятся более сложными, если, например, при использовании цилиндрической линзы лазерный луч принимает эллиптическую форму, так что в расчете следует исходить теперь не из круглого, а эллиптического поперечного сечения пучка.

Указания к расчету минимального безопасного расстояния приведены в [7].

Минимальное безопасное расстояние r_s — расстояние от выходной апертуры лазерного пучка, на котором создается энергетическая освещенность, меньшая, чем предельно допустимая для прямого или отраженного пучка (Intrabeam viewing).

Минимальное безопасное расстояние можно вычислить для различных случаев следующим образом:

оптически свободно распространяющийся луч

$$r_s = \frac{d_0}{\Theta} (\sqrt{S} - 1), \quad (5.7)$$

где S — коэффициент ослабления для оптически свободно распространяющегося луча;
расширенный телескопом луч

$$r_s = \frac{d_T}{\Theta_T} (\sqrt{S_T} - 1), \quad (5.8)$$

где S_T — коэффициент ослабления луча, расширенного телескопом;
расширенный цилиндрической линзой луч

$$r_s = \frac{d_0}{\Sigma \Theta} \left(\sqrt{1 + \frac{180}{\Theta_Z} \Theta S_Z} - 1 \right), \quad (5.9)$$

где S_Z — коэффициент ослабления для луча, расширенного с помощью цилиндрической линзы; Θ_Z — угол расщепления пучка цилиндрической линзой;

луч, расширенный телескопом и расщепленный цилиндрической линзой,

$$r_s = \frac{1}{2} \frac{d_T}{\Theta_T} \left(\sqrt{1 + \frac{180}{\Theta_Z} \Theta_T S_{TZ}} - 1 \right), \quad (5.10)$$

где S_{TZ} — коэффициент ослабления для расширенного и расщепленного пучка.

Если выражение $(180/\Theta_Z) \Theta_T \Theta_{TZ} < 0,1$, то тогда справедливо приближенное соотношение

$$r_s \approx \frac{45}{\Theta_Z} d_T S_{TZ}. \quad (5.11)$$

Коэффициент ослабления S — отношение плотности потока излучения ф пучка к максимально допустимой плотности потока излучения (см. табл. 5.5).

Т а б л и ц а 5.10. Минимальные безопасные расстояния для
He-Ne-лазера непрерывного действия

| Параметр | Минимальное безопасное расстояние, м | | | |
|---|--------------------------------------|-------|--------|--------|
| Поток излучения на выходе | 1 мВт | 1 мВт | 5 мВт | 10 мВт |
| Диаметр луча | 2 мм | 1 мм | 1 мм | 1 мм |
| Расходимость луча | 2' | 2' | 2' | 2' |
| Оптически свободный лазерный пучок | 272 | 276 | 620 | 870 |
| Лазерный пучок: | | | | |
| с телескопом (20х)* | 4100 | 4800 | 11 700 | 16 700 |
| с цилиндрической линзой ($\Theta_Z = 17^\circ$) | 9,2 | 10 | 23 | 33 |
| с телескопом и цилиндрической линзой | 1,7 | 3,4 | 17 | 34 |

* Атмосферным поглощением пренебрегается.

Таблица 5.11. Зависимость отношения x энергетической освещенности или энергетической экспозиции на сетчатке глаза с оптически вспомогательным средством и без него

| Условие | $d_p \geq d_{Ok}$ | $d_p \leq d_{Ok}$ |
|----------------------|---|--|
| Объект неразрешаемый | $x = \left(\frac{d_{Obj}}{d_p} \right)^2,$ $x > 1$ | $x = \left(\frac{d_{Obj}}{d_{Ok}} \right)^2,$ $x = V^2$ |
| Объект разрешаемый | $x = \left(\frac{d_{Obj}}{d_p V} \right)^2,$ $x < 1$ | $x = \left(\frac{d_{Obj}}{d_{Ok} V} \right)^2,$ $x = 1$ |

Для He-Ne-лазеров ($\lambda = 632,8$ нм), работающих в непрерывном режиме, в табл. 5.10 приведены вычисленные минимальные безопасные расстояния.

Предельными безопасными значениями являются значения, которые установлены для открытых глаз. Однако это несправедливо, если, например, измерения проводятся с помощью подзорных труб или других аналогично действующих оптических приборов. Независимо от того, идет речь о прямом, отраженном или диффузно отраженном излучении, могут появляться отчасти заметные усиления плотности потока излучения или уровня облучения. Поэтому при количественных рассмотрениях необходимо принимать во внимание подобные ситуации. Для этого следует учитывать: диаметр окуляра d_{Ok} , диаметр объектива d_{Obj} , увеличение оптической системы V , диаметр зрачка d_p ($d_p = 0,2 \div 0,8$ см), отношение энергетической освещенности или дозы облучения на сетчатке оптически вооруженного глаза к энергетической освещенности или дозе облучения незащищенного глаза.

В табл. 5.11 [2] приведены получающиеся соотношения, из которых можно исходить при соответствующих расчетах.

5.2.5. СПЕЦИАЛЬНЫЕ МЕРЫ ДЛЯ ЗАЩИТЫ ГЛАЗ

Во всех случаях, когда при эксплуатации лазерных установок не могут быть соблюдены предельные значения для экспозиции глаз, необходимы специальные меры.

Ряд предложений, как, например, применение фототропных веществ в защитных очках или ячеек Керра в качестве защитных выключателей, оказались ненадежными и (или) требуют затрат времени. Поэтому рекомендуется применение, как и раньше, защитных очков с оптическими фильтрами. Такие поглощающие фильтры предназначены для фильтрации соответствующей длины волны лазерного излучения, однако остальную область видимого излучения они должны пропускать по возможности без ослабления. Отсюда следует, что не любой поглощающий фильтр применим для данного лазера, потому что существует зависимость от генерируемой длины волны. Кроме того, толщина фильтра определяется энергетическими параметрами лазера. Особой проблемой

при применении защитных очков является термостойкость используемого фильтра, поскольку поглощенная доля светового потока преобразуется в тепло.

Имелись случаи, когда стекло светофильтра разрушалось при попадании лазерного пучка. Следовательно, не только становится очень ненадежной сама защита глаз от воздействия лазерного излучения, но и возникает опасность от осколков стекла. Причиной разрушения фильтров является неблагоприятное распределение энергии по толщине фильтра. Простой расчет показывает, что, например, у стекла, предназначенного для изготовления светофильтров ВЕ 51—94 (стекольный завод в Йене) толщиной 2 мм, больше 50 % проникающей энергии поглощается первыми 0,2 мм стекла. Поэтому возникают приводящие к разрушению термические напряжения, если не позаботиться о ступенчатом снижении энергии. Это достигается комбинацией различных стекол при изготовлении оптических фильтров: перед сильно поглощающим фильтром устанавливается слабо поглощающий.

На стекольном заводе в Йене изготавливают стекла, подходящие для светофильтров, используемых для защиты глаз [8]. В частности, для установления типа фильтра важное значение имеет длина волны излучения лазера и требуемый коэффициент пропускания. В табл. 5.12 для некоторых типов лазеров приведены рекомендации по приме-

Таблица 5.12. Выбор оптических стекол для изготовления светофильтров народного предприятия Glaswerk в Йене для использования в противолазерных очках

| Тип лазера | Длина волны, нм | Оптическое стекло для светофильтров | | |
|-------------------|-----------------|-------------------------------------|-------------------|-----|
| | | Старое обозначение | Новое обозначение | Код |
| GaAs | 840 | BG 18 | BE 51-94 | 662 |
| | | BG 23 | BE 46-94 | 654 |
| Рубиновый | 694 | BG 18 | BE 51-94 | 662 |
| | | BG 23 | BE 46-94 | 654 |
| Неодимовый | 1060 | BG 18 | BE 51-94 | 662 |
| | | BG 23 | BE 46-94 | 654 |
| Удвоенная частота | 530 | RG 1* | RA 61 | 761 |
| | | RG 1** | RA 63 | 762 |
| | | RG 2 | RA 64 | 763 |
| He-Ne | 633 | RG 12 | BE 41-82 | 644 |
| Ag | 515 | RG 1* | RA 61 | 761 |
| | | RG 1** | RA 63 | 762 |
| | | RG 2 | RA 64 | 763 |

* Бесцветное стекло.

** Темное стекло.

нению оптических стекол для изготовления фильтров, причем указываются выборочно различные типы. Так, например, для рубинового лазера (694 нм) применимо стекло как марки ВЕ 51—94, так и ВЕ 46—94. Однако следует учитывать то обстоятельство, что стекло марки ВЕ 51—94 имеет более крутой спад объемного коэффициента пропускания в красной области спектра по сравнению со стеклом марки ВЕ 46—94.

Стекло марки ВЕ 46—94 имеет значительно более высокую теплоустойчивость. На рис. 5.3 приведены соответствующие кривые для объемного коэффициента пропускания (см. разд. 1.2.2).

В качестве оправы для лазерных защитных стекол в торговле имеются защитные очки (например, каталог № 909) с боковой защитой

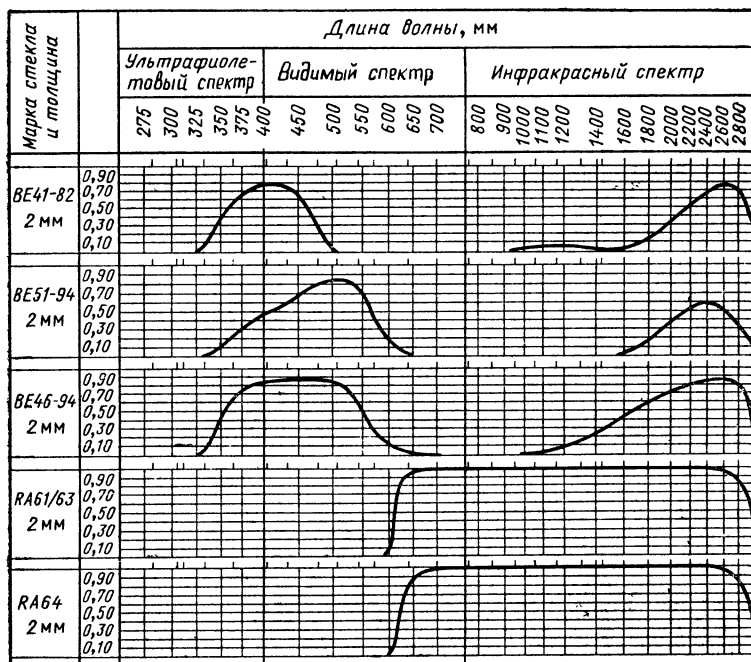


Рис. 5.3. Кривые внутреннего пропускания некоторых оптических цветных стекол для светофильтров стекольного завода Народного предприятия, Йена, Германия

[9]. Из большого набора выпускаемых в разных странах лазерных защитных очков в табл. 5.13 [2] приведены некоторые их типы. Следует обратить внимание на то, что у защитных очков, выпускаемых фирмой American Optical, имеется возможность использования сменных комбинаций фильтров с помощью передвигаемой рамки в оправе очков.

Таблица 5.13. Противолазерные очки

| Тип лазера | Тип очков | Цвет | Оптическая плотность* | Длина волны, нм | Пропускание в видимой области, % |
|---|-----------|----------------|-----------------------|-----------------|----------------------------------|
| Фирма American Optical | | | | | |
| GaAs | 585 | | 22 | 840 | 35 |
| Рубиновый | | | 8 | 694 | |
| Неодимовый | 584 | | 11 | 1060 | 46 |
| Неодимовый | 693 | | 8,5 | 1060 | 5 |
| Nd (удвоенная частота) | | | 6,4 | 530 | |
| CO ₂ -лазер | 680 | | 50 | 10600 | 100 |
| He-Ne-лазер | 581 | | 4 | 633 | 10 |
| GaAs-лазер | | | 5,5 | 840 | |
| GaAs-лазер | 580 | | 4 | 840 | 27,5 |
| Ag-лазер | 598 | | 9 | 515 | 23,8 |
| Ag-лазер | 599 | | 8 | 515 | 24,7 |
| Фирма Glendale Optical (очки Laser—Guard) | | | | | |
| He-Ne-лазер | 1 | Темно-зеленый | 5 | 633 | 19,5 |
| Рубиновый | 2 | Синий | 6 | 694 | 19 |
| Ne-N ₄ -лазер | 3 | Фиолетовый | 15 | 332 | 70 |
| | | | 16 | 337 | |
| Ag-лазер | 4 | Оранжевый | 16 | 488 | 59 |
| | | | 11 | 514 | |
| GaAs-лазер | 5 | Светло-зеленый | 14 | 840 | 60 |
| Nd | | | 19 | 1060 | |

* Оптическая плотность $OD = \lg(1/\tau_\lambda)$, τ_λ измеряется на длине волны лазерного излучения.

Наряду с применением подходящих защитных очков для соответствующей длины волны лазерного излучения и выполнением других требований, предъявляемых к персоналу, работающему в области действия лазерного излучения (см. разд. 5.2.6), необходим медицинский контроль, например офтальмологический осмотр лиц, занятых на работах по обслуживанию лазеров.

Для этого принципиально следует исходить из того, что повреждения глаз под воздействием лазерного излучения часто трудно поддаются диагностированию, потому что они могут быть очень похожи на другие повреждения, объясняющиеся другими причинами; часто пострадавшим даже не замечается, если, например, речь идет о незначительных повреждениях на периферии сетчатки.

Поэтому следует учитывать три основных требования

1. Каждый человек, работающий на лазерных установках и, воз-

можно, в лазерноопасной зоне, перед началом работы подвергается офтальмологическому осмотру для допуска к работе.

2. Этот персонал, соответствующим образом разбитый по классам лазерной опасности (см. разд. 5.2.2), включается в постоянную очередность медицинского осмотра.

3. Если произошел действительный или подозреваемый несчастный случай, связанный с облучением органа зрения и кожных покровов ла-

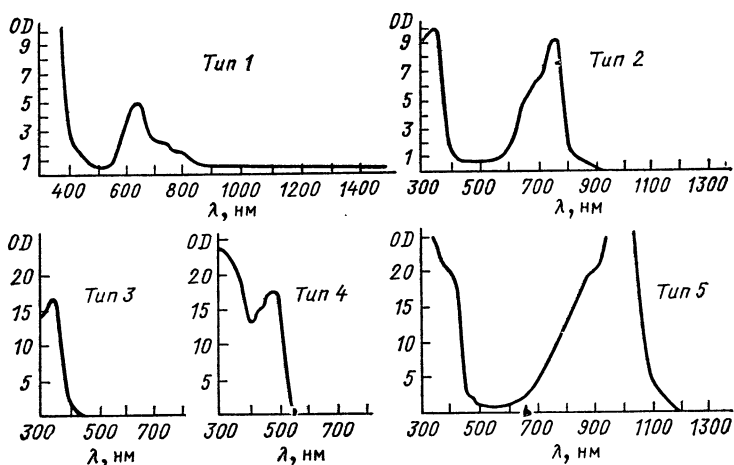


Рис. 5.4. Кривые оптической плотности различных лазерных защитных очков фирмы Glendale Optical, Вудбери, Нью-Йорк

зерным излучением, то пострадавший должен быть немедленно осмотрен офтальмологом.

Основные требования для защиты глаз аналогичны требованиям для защиты кожи.

Согласно данным [3] офтальмологический осмотр должен иметь следующий объем.

1. Исследования для фиксирования анатомических изменений:
 - осмотр век и наружных участков глаза;
 - исследование преломляющих сред глаз при расширенном зрачке;
 - исследование глазного дна при расширенном зрачке.
2. Исследования для фиксирования функциональных изменений:
 - проверка остроты зрения (для каждого глаза);
 - проверка стереоскопического зрения;
 - проверка восприятия цветов.
3. Подробная документация, содержащая результаты объективного обследования с фотографией глазного дна.

В качестве противопоказаний по обслуживанию лазеров указываются в [3]* следующие:

* Здесь принято целесообразным наряду с требованиями защиты глаз включить также требования защиты кожи.

глазные болезни, которые под воздействием лазерного излучения могут осложняться;

одноглазость; острота зрения $<0,5$ (5/10);

кожные болезни, которые вызываются особой чувствительностью кожи к свету или возникают под воздействием света;

болезни, протекающие с приступами;

прогрессирующие неврологические заболевания;

психические заболевания;

беременность.

5.2.6. ОБЩИЕ МЕРОПРИЯТИЯ, ОБЕСПЕЧИВАЮЩИЕ БЕЗОПАСНОСТЬ ТРУДА ПРИ ЭКСПЛУАТАЦИИ ЛАЗЕРНЫХ УСТАНОВОК

В настоящее время еще не существует законных положений, охватывающих всю широту охраны труда при обслуживании лазеров. Руководящие указания опубликованы в [4].

Рекомендации по технике безопасности при работах на экспериментальных лазерных установках.

1. Производственное помещение:

1.1. Помещения, в которых находятся экспериментальные лазерные установки, следует отмечать знаком лазерной опасности «ЛАЗЕР» TGL 30 817 (рис. 5.5).

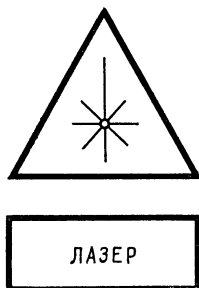


Рис. 5.5. Знаки лазерной опасности «Лазер» 7 (внутренний цвет знаков: желтый)

1.2. Вход в помещения, отмеченные знаком лазерной опасности, разрешается персоналу, имеющему допуск на работу на лазерной установке, в противном случае — по вызову или при случае по указанию.

1.3. Рабочее помещение должно быть ярко освещено, чтобы препятствовать темновой адаптации глаз.

2. Рабочее место:

2.1. Экспериментальные лазерные установки должны быть так экранированы, чтобы исключить появление направленного первичного и направленного вторичного излучения. Излучение источника оптической накачки должно экранироваться светонепроницаемым экраном.

2.2. На каждой экспериментальной лазерной установке должно быть указание о применении защитных фильтров для защиты глаз.

2.3. При оптической юстировке импульсных лазеров приборы накачки должны быть выключены. Конденсаторы должны быть разряжены и закорочены, если надежно не предотвращается случайный поджиг ламп накачек другими средствами.

2.4. Если не представляется возможным экранирование экспериментальных лазерных установок указанным в п. 2.1 способом, то необходимы следующие мероприятия:

2.4.1. У импульсных лазеров и лазеров, которые работают в невидимом диапазоне длин волн, рабочее состояние извещается оптическим и(или) акустическим предупредительными сигналами (принудительная связь). Цвет оптического сигнала следует выбирать таким образом, что-

бы знак оставался видимым, несмотря на защитные фильтры, используемые для защиты глаз.

2.4.2. Лазерный луч должен быть ограничен определенным образом необходимой для работы длиной.

2.4.3. Отражающие поверхности в области прохождения лазерного луча следует удалить или закрыть.

2.4.4. Даже с защищенными глазами не разрешается смотреть на направленный лазерный луч.

2.4.5. Для защиты кожи должны быть предусмотрены подходящие защитные средства для тела.

2.5. Исключение положений, относящихся к мероприятиям по пп. 2.1—2.4, разрешается только с письменного разрешения ответственного лица.

3. Общие рекомендации:

3.1. Персонал, связанный с обслуживанием и эксплуатацией лазерных установок, должен проходить предварительные, а также периодические, не реже 1 раза в год, медицинские осмотры. При возникающих нарушениях зрения пострадавший должен без приглашения явиться к врачу для медицинского освидетельствования.

3.2. Данная рекомендация должна быть включена в инструкцию по безопасности труда при эксплуатации лазерных устройств.

3.3. При выполнении работ на экспериментальных лазерных установках следует руководствоваться соответствующими стандартами и положениями.

Эти рекомендации, относящиеся специально к экспериментальным лазерным установкам, равным образом справедливы, конечно, также для других, например коммерческих, лазерных устройств. Однако они содержат только важнейшие меры и должны быть дополнены рядом других указаний.

Лазерные установки или лазерные приборы в зависимости от степени опасности и цели применения всегда должны иметь максимально возможную техническую безопасность при их эксплуатации. Средства индивидуальной защиты следует применять только в том случае, когда коллективные средства защиты не позволяют обеспечить выполнение требований по безопасности труда.

Сигнальная установка при закрытых помещениях должна показывать вне помещения режим работы лазерной установки.

Вне помещения должен находиться основной выключатель, который позволяет выключить все приборы в помещении, находящиеся на лазерной установке.

Помещения для конденсаторной батареи должны быть оборудованы блокирующими устройствами.

Для разряда конденсаторов должно быть предусмотрено специальное устройство.

Производственное помещение должно быть обозримым и иметь хороший порядок.

Стены рабочего помещения должны иметь по возможности светлую, но матовую окраску.

В рабочем помещении не должны находиться блестящие предметы. Лазерноопасная зона должна быть точно ограничена и промаркирована. По данным [7] лазерноопасная зона определяется по своей длине с помощью минимального безопасного расстояния r_s и по ширине расстоянием поперек направления распространения излучения по меньшей мере 1,5 м от лазерного пучка (рис. 5.6).

Если используются охлаждающие вещества, то должна быть пре-

дусмотрена достаточная приточно-вытяжная вентиляция. Кроме того, для работы с охлаждающей жидкостью должны быть подготовлены подходящие защитные средства (защитные щитки, рукооградители, фартуки и т. д.).

Достаточная вентиляция также необходима тогда, когда при образовании УФ-излучения следует считаться с концентрацией озона n , превышающей показатель предельно допустимой концентрации токсичного вещества.

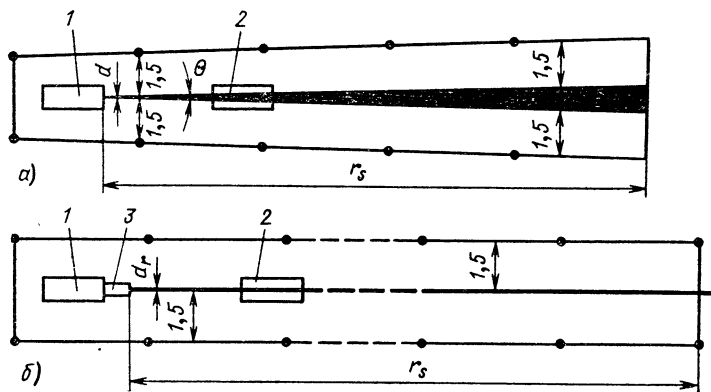


Рис. 5.6. Ограничение лазероопасной зоны:

a — лазероопасная зона для пучка лазерного излучения, свободно распространяющегося в пространстве; b — лазероопасная зона пучка лазерного излучения, сформированного с помощью телескопа; 1 — лазер; 2 — ограждение пучка; 3 — телескоп

В рабочем помещении не должны храниться воспламеняющиеся или взрывчатые вещества.

Если лазер работает с высокими напряжениями (предупреждающий знак) — свыше 15 кВ, то должны быть предусмотрены соответствующие меры для защиты от возможного рентгеновского излучения.

У импульсных лазеров должно быть исключено инициирование случайных импульсов.

Лазерный луч по возможности следует проводить в закрытом исполнении.

При свободном распространении лазерного пучка, особенно у импульсных лазеров, при включении необходимо закрывать глаза.

Перед включением лазера весь персонал, находящийся в помещении, должен быть предупрежден о предстоящем пуске.

Запрещается производить юстировку лазера с незащищенными глазами.

Нельзя оставлять работающий лазер без наблюдения.

Противолазерные очки необходимо регулярно и добросовестно контролировать на их оптическое действие, особенно после облучения излучением с высокой энергией.

Таким образом, определена большая совокупность различных профилактических мероприятий, применение которых в отдельности зави-

сит от соответствующих условий применения. Поскольку не существует общепринятых обязывающих законных положений по охране труда — и даже эти положения всегда до определенной степени остаются общими, и поэтому необходима их спецификация, то на ответственности пользователя (только в дополнение к той, которую несет изготовитель лазерных устройств) лежит составление специальных инструкций по технике безопасности о соответствующем образе действия при работе на лазерных установках.

Руководствуясь материалом, опубликованным Международной организацией здравоохранения [1], необходимо еще обращать внимание на следующие указания, которые должны содержать положения в подобных инструкциях по технике безопасности, при этом предполагается по возможности точная формулировка положений:

Кто является ответственным за всю зону?

Кто является ответственным за отдельную лазерную установку или лазерное устройство и тем самым за выполняемую работу?

Кто имеет право входить в эту зону? Могут ли получить доступ на эту установку также лица, не имеющие на это права?

К какому классу по степени опасности (см. разд. 5.2.2) следует отнести лазер?

Как пространственно ограничена лазерноопасная зона? При этом следует учитывать путь прохождения лазерного луча, а также опасное излучение фона. Кроме того, необходимо еще проверить, устойчиво ли установлен лазер или из-за преднамеренного/непреднамеренного движения возможно смещение лазерноопасной зоны. Следует ли считать с зеркальным и(или) диффузным отражениями (рис. 5.7, [5])?

Превышаются ли предельно допустимые уровни лазерного излучения согласно TGL 30 690/01? При этом следует также учитывать, поддерживается ли фокусирующее действие глаз другими оптическими средствами.

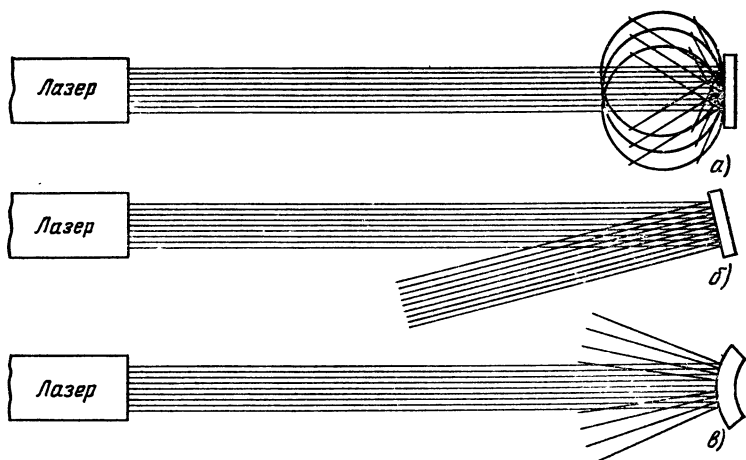


Рис. 5.7. Виды отражения лазерного излучения:

a — плоский диффузный отражатель; *б* — плоский зеркальный отражатель; *в* — выпуклый зеркальный отражатель

Какие методы расчета следует использовать для получения оценок предельно допустимых уровней лазерного излучения?

Какие существуют прочие опасности?

Какие мероприятия по технике безопасности должны быть проведены?

Какие защитные средства и для каких работ должны использоваться? (Уточняются, например, какие используются противолазерные очки, на каких лазерах и при каких работах.)

Какие мероприятия по технике безопасности должны быть выполнены для обеспечения правильного действия персонала (например, программа тренировок, инструкции по технике безопасности)?

Какие необходимы медицинские мероприятия, связанные с техникой безопасности (например, осмотры для допуска к работе с лазерным излучением, очередность контрольных обследований)?

6. РЕГИСТРАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Регистрация электромагнитного излучения от УФ до ИК спектральной области осуществляется путем наблюдения его взаимодействия с веществом. При этом используются калориметрические, фотоэлектрические и фотохимические методы, а также эффекты нелинейной оптики. В зависимости от цели измерений и характерной особенности обнаруживаемого светового сигнала применяются различные методы измерения и соответствующим образом выбранные приемники излучения.

С внедрением лазеров облегчены условия измерений, однако при этом возник ряд новых проблем по сравнению со случаем обычных тепловых источников света. Так, например, монохроматичность и когерентность вынужденного излучения обеспечивают лучшее разделение полезного и шумового сигналов; одновременно реализуемые с помощью лазеров высокие плотности энергии и весьма короткие длительности излучения ставят повышенные требования, например, к динамическому диапазону и временному разрешению измерительного устройства.

6.1. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ И ПОНЯТИЯ

6.1.1. ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Подлежащие измерению характеристики излучения относятся к двум классам: физические (радиометрия) и технические (фотометрия) (табл. 6.1).

Радиометрические величины описывают излучение независимо от свойств детектора, применяемого для измерения.

Фотометрические величины связаны со спектральной чувствительностью человеческого глаза и соответственно этому ограничены видимой спектральной областью.

Пересчет радиометрических (энергетических) и фотометрических характеристик

Основой для пересчета является [определенная Международной комиссией по освещению (МКО)] относительная спектральная световая эффективность V_λ (рис. 6.1), которая оценивается адаптированным

Т а б л и ц а 6.1. Энергетические и фотометрические величины

| Энергетические величины | | Фотометрические величины | |
|---|--|---|--|
| Наименование | Объяснение | Наименование | Объяснение |
| Энергия излучения Q
(лучистая энергия,
radiant energy),
Дж | Энергия, переносимая излучением:
1 Дж = 1 Вт·с,
1 кал = 4,1868 Дж,
1 эВ = $1,602 \cdot 10^{-19}$ Дж | Световая энергия
Q (количество
света, quantity
of light), лм·с | Величина, пропорциональная световому потоку и времени его действия |
| Поток излучения Φ
(radiant flux, radiant power), Вт | Энергия излучения, деленная на время, также мощность излучения (поток фотонов) | Световой поток Φ
(luminous flux),
лм | Мощность, излучаемая источником света и оцененная относительно спектральной видности дневного зрения V_λ человеческого глаза |
| Энергетическая сила
света I (сила излучения, radiant intensity), Вт/ср | Поток излучения, отдаваемый источником излучения в телесный угол Ω | Сила света I (luminous intensity), кд | Измеренная в системе СИ: кандела — сила света источника в данном направлении, который испускает монохроматическое излучение на частоте 540×10^{12} Гц и сила света которого достигает в этом направлении $1/683$ Вт/ср, 1 кд = 1 лм/с |

Продолжение табл. 6.1

| Энергетические величины | | Фотометрические величины | |
|--|---|--|---|
| Наименование | Объяснение | Наименование | Объяснение |
| Энергетическая яркость L (лучистость, radiance), Вт/(см ² ·ср) | Сила света, с которой элемент поверхности dA_1 излучателя излучает в заданном направлении, образуемая с нормалью к поверхности угол Θ_1 | Яркость L (lumiance), кд/м | Фотометрически оцененная энергетическая яркость света:
1 нит (нт) = 1 кд/м ² ,
1 стильб (сб) = 1 кд/см ² ,
1 апостильб (асб) = $\frac{1}{\pi}$ кд/м ² |
| Энергетическая освещенность (облученность, irradiance) E , Вт/м ² | Поток излучения, падающий на элемент поверхности dA_2 приемника, причем направление потока излучения образует с нормалью к поверхности угол Θ_2 (также плотность потока фотонов) | Освещенность E (illuminance), лк | Плотность светового потока, несенная к поверхности:
1 люкс (лк) = 1 лм/м ² ,
1 футосвеца = 10,764 лк,
1 фот (ф) = 10 ⁴ лк |
| $Q = \int \Phi dt$; $\Phi = dQ/dt$ | $I = d\Phi/d\Omega$ | $L = \frac{dI}{dA_1 \cos \Theta_1} = \frac{d^2\Phi}{dA_1 \cos \Theta_1 d\Omega}$ | $E = \frac{d\Phi}{dA_2} \cos \Theta_2 = \frac{1}{r^2} \cos \Theta_2$
r — расстояние между приемником и источником света |

Примечания: 1. Отнесенная к интервалу длин волн $d\lambda$, соответствующая величина обозначается как спектральная энергетическая яркость или спектральная яркость L_λ и спектральная освещенность E_λ .

2. Для понятия плотности потока энергии, плотности потока излучения, энергетической силы света и энергетической яркости часто применяется понятие интенсивности. Это понятие также используется в этой книге, поскольку оно широко употребляется в различных странах.

к свету человеческим глазом к постоянному по длинам волн потоку излучения, а также энергетический эквивалент света M_0 . Энергетический эквивалент света M_0 соответствует потоку излучения, который воспринимается глазом в максимуме кривой относительной эффективности V_λ на длине волны $\lambda=0,555$ мкм как световой поток, равный 1 лм: $M_0=0,001464$ Вт/лм. Обратное значение M_0 называется фотометрическим эквивалентом излучения $K_{\max}=683$ лм/Вт, так что для излучения произвольной длины волны в видимой спектральной области справедливо соотношение $K=K_{\max}V_\lambda$, лм/Вт.

Измерения лазерного излучения характеризуются энергетическими величинами. Часто используется также понятие потока фотонов (равного числу фотонов с энергией $h\nu$ за единицу времени) вместо потока излучения и плотности потока фотонов (равной числу фотонов с энергией $h\nu$ за единицу времени, отнесенному к облученной площади) вместо энергетической освещенности.

Для света с длиной волны λ энергия одного фотона равна:

$$h\nu = \frac{1,24}{\lambda}, \quad (6.1)$$

где λ — длина волны, мкм; $h\nu$ — энергия фотона, эВ.

Пример. Для немодулированного света с длиной волны $\lambda=0,555$ мкм имеем поток излучения $1 \text{ Вт}=680 \text{ лм}=2,8 \cdot 10^{18}$ фотон/с.

С помощью высокочувствительной техники счета фотонов измеряются потоки фотонов из нескольких фотонов в секунду.

Одиноким ультракороткий импульс излучения неодимового лазера ($\lambda=1,06$ мкм) с энергией 20 мДж и длительностью 10 пс, сфокусированный на площади $0,01 \text{ см}^2$, дает интенсивность облучения $2 \cdot 10^{11} \text{ Вт/см}^2$ или плотность потока фотонов примерно 10^{30} фотон/($\text{см}^2 \cdot \text{с}$), которая, несмотря на весьма кратковременное воздействие, уже может привести к разрушению оптических сред.

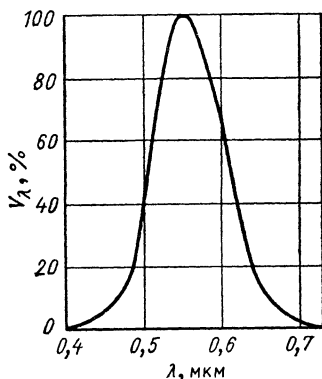


Рис. 6.1. Относительная видность монохроматического излучения V_λ человеческого глаза

6.1.2. ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

На практике различают точечные и протяженные источники излучения.

Точечный источник излучает по всем направлениям с одинаковой энергетической силой света $I = d\Phi/d\Omega$, а приемник, находящийся на расстоянии r , нормаль к поверхности которого образует с направлением на источник угол Θ_2 , получает энергетическую освещенность

$$E = (I/r^2) \cos \Theta_2. \quad (6.2)$$

Поскольку идеальных точечных источников излучения не существует, то в большинстве случаев как компромисс принимается, что излучатель тогда рассматривается точечным, когда его размеры составляют

не более 10 % расстояния между источником излучения и детектором и когда он излучает достаточно равномерно по всем направлениям.

Протяженные (плоские) источники излучения, которые излучают согласно закону Ламберта в полупространство с энергетической силой света $dI = L dA_1 \cos \Theta_1$ на элемент поверхности dA_1 (L — энергетическая яркость), дают при площади излучателя A_1 на элементе поверхности dA_2 на приемнике, находящемся на расстоянии r от источника излучения, энергетическую освещенность

$$E = (LA_1/r^2) \cos \Theta_1 \cos \Theta_2, \quad (6.3)$$

где Θ_1 или Θ_2 — угол, который образует нормаль к поверхности излучателя или приемника с общей соединительной линией.

Закон обратных квадратов расстояния. Содержащаяся в уравнениях (6.2) и (6.3) зависимость освещенности от обратного квадрата расстояния представляется важной. Эта зависимость называется в светотехнике основным фотометрическим законом и позволяет (например, при калибровке приемников) реализовать с помощью простых изменений расстояния определенные изменения энергетической освещенности

$$r_1^2/r_2^2 = E_2/E_1. \quad (6.4)$$

6.1.3. ВИДЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

Источники могут испускать различные виды излучения:

непрерывное во времени или *св-излучение* (continuous wave) в видимой спектральной области называется постоянным светом;

периодически изменяющееся во времени, в большинстве случаев модулированное по интенсивности излучение, будь это гармоническое колебание или последовательность импульсов (характеризуемая длительностью импульса, частотой повторения и коэффициентом заполнения периода), в видимой спектральной области называется прерывистым светом;

импульсы излучения (одиночные или в непериодической последовательности).

6.2. МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ [1]

6.2.1. КАЛОРИМЕТРИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ

При этом методе регистрации энергия излучения поглощается и преобразуется в тепло, которое затем вызывает изменение температуры в поглотителе или изменение его агрегатного состояния (табл. 6.2).

Повышение температуры измеряется:

непосредственно с помощью зависящих от температуры электрических свойств поглотителя (например, изменения сопротивления, термо-ЭДС, пирозлектрического сигнала);

косвенно с помощью чувствительного элемента датчика температуры (например, термисторов) в тепловом контакте с поглощающей средой;

косвенно по изменению объема или давления (например, жидкостный калориметр, ячейка Голея, акустооптический приемник).

Изменения состояния могут проявляться в виде изменения отношения начальной и конечной масс компонентов, например, двухфазной системы, однако в практике регистрации излучения этот метод вряд

ли найдет применение. В качестве поглотителя применяются как твердые тела, так и жидкости и газы.

Калориметрические методы измерения имеют то преимущество, что они в значительной степени не зависят от длины волны и позволяют проводить измерения без охлаждения датчика. Эти методы позволяют, прежде всего, осуществить абсолютное определение энергии излучения и простую в принципе электрическую калибровку приемника.

Количество тепла ΔQ вызывает повышение температуры ΔT в твердотельном или жидкостном калориметрах с массой поглотителя m или увеличение объема ΔV в жидкостном калориметре с плотностью поглотителя ρ соответственно:

$$\Delta Q = c_p m \Delta T = \rho c_p \Delta V / \beta, \quad (6.5)$$

где c_p — удельная теплоемкость материала поглотителя при постоянном давлении; β — объемный температурный коэффициент расширения.

Абсолютные значения энергии и (при известном временном ходе) также мощности измеряемого излучения получаются согласно этому из значений ΔT или ΔV и величин c_p и m или c_p , ρ и β . Точность измерения энергии, т. е. совпадение ΔQ с измеряемой энергией излучения, зависит от того, как хорошо устраняются потери тепла (обусловленные отражением, теплопроводностью, переизлучением и конвекцией) и контролируются зависящие от температуры свойства калориметра (например, удельная теплоемкость c_p).

6.2.2. ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ

Эти методы основаны на непосредственном преобразовании излучения в электрический сигнал, который измеряется при внешнем фотоэффекте в виде фототока и при внутреннем фотоэффекте в виде фотопроводимости или фотоЭДС.

Применяемые фотоприемники являются квантовыми полупроводниковыми детекторами с высокой, но спектрально селективной чувствительностью.

К фотоэлектрическим методам в широком смысле относится регистрация УФ- и вакуумного УФ-излучений или непосредственно путем фотоионизации газов, или косвенно путем преобразования в длинноволновую спектральную область с помощью флуоресцирующих веществ (салицилат натрия и др.).

Методом увеличения фотонами (Photon—drag—method) измеряется в виде фотоэлектрического сигнала градиент напряжения, который возникает, например, в p - или n -легированном германии благодаря тому, что проникающие при кратковременном облучении в материал фотоны отдают свой импульс свободным носителям зарядов, вызывая их смещение.

6.2.3. ФОТОХИМИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ

При этих методах используют инициирование определенных химических реакций при воздействии лазерного излучения. При этом количество (например, при фотолизе или фотосинтезе) возникающих продуктов реакции служит в качестве однозначной меры дозы облучения, т. е. произведения энергетической освещенности на время облучения.

«Приемники» являются твердыми, жидкими и газообразными веще-

Т а б л и ц а 6.2. Методы регистрации излучения

| Методы и измерительная техника | Приемники излучения и выделение сигнала | Свойства, преимущественное применение |
|---|--|---|
| <p>Калориметрический
Преобразование энергии излучения в тепловую, измеряется повышение температуры:
непосредственно путем использования энергетических свойств поглотителя, зависящих от температуры</p> <p>косвенно с помощью термометрического чувствительного элемента в тепловом контакте с поглотителем</p> <p>косвенно за счет изменения объема или давления</p> | <p>Тепловые и пирозлектрические приемники, сверхпроводящий болометр, измерение тока или напряжения</p> <p>Твердотельные и жидкостные калориметры в сочетании с термометрическими датчиками, измерение тока или напряжения</p> <p>Ячейка Голея, оптоакустический приемник, оптическое или электрическое измерение отклонения мембраны</p> | <p>Спектрально-неселективные, измерение непрерывного и импульсного излучения от УФ- до дальней ИК-области спектра, работа при комнатной температуре или (сверхпроводящий болометр) при температуре 1,5—20 К, чистотно с электрической калибровкой</p> <p>Спектрально-неселективные, измерение больших энергий излучения, большие постоянные времени, работа при комнатной температуре, с электрической калибровкой</p> <p>Широкая полоса частот (в зависимости от наполняющего газа), высокая чувствительная нагрузка, работа при комнатной температуре, измерение непрерывного и импульсного излучений</p> |
| <p>Фотоэлектрический
Образование свободных носителей заряда (фотоэлектроны, электронно-дырочные пары) при поглощении излучения (фотонов):
при внешнем фотоэффекте (фотоэмиссия)</p> | <p>Вакуумные фотоэлектрические приемники:</p> | |

| | | |
|---|---|---|
| <p>при внутреннем фотоэффекте (фотопроводимость, фотоЭДС)</p> | <p>фотоэлементы, ФЭУ, измерение тока</p> | <p>Спектрально-селективные, высокая чувствительность, малые постоянные времени, работа при комнатной температуре, калибровка с помощью оптического стандарта, измерение непрерывного и импульсного излучений от УФ-до ближней ИК-области спектра</p> |
| <p>Твердотельные фотоприемники: фотодиоды, фотоэлементы, фотосопротивления, измерение тока или напряжения, усиление тока в лавинных фотодиодах</p> | <p>электронно-оптические преобразователи и усилители яркости изображения, фотографическая регистрация изображения на экране или регистрация изображения при многоканальном анализе (ОМА), усиление с помощью микроканальных пластин (МПК)</p> | <p>Обнаружение и усиление изображения, спектрально-селективное, работа при комнатной температуре, измерения с высоким временным разрешением с помощью электронно-оптического затвора (gate) или шелевой развертки (streak)</p> |
| <p>Спектрально-селективные, от УФ- до дальней ИК-области спектра, работа при комнатной температуре, в ИК-диапазоне охлаждение детектора до 77—4 К, высокая чувствительность, отчасти малые постоянные времени, калибровка с помощью оптического стандарта, измерение непрерывного и импульсного излучений</p> | <p>Фотодиодные линейные и двумерные матрицы, измерение тока или напряжения</p> | <p>Спектрально-селективные, от УФ- до дальней ИК-области спектра, работа при комнатной температуре, в ИК-диапазоне охлаждение детектора до 77—4 К, высокая чувствительность, отчасти малые постоянные времени, калибровка с помощью оптического стандарта, измерение непрерывного и импульсного излучений</p> |
| <p>Регистрация изображения от УФ- до ИК-области спектра (оптический многоканальный анализ), при случае охлаждения на основе эффекта Пельтье</p> | | |

| Методы и измерительная техника | Приемники излучения и выделение сигнала | Свойства, преимущественное применение |
|--|--|---|
| на основе эффекта увлечения фотонами (передача импульсов свободным носителям заряда в кристалле) | Передающие телевизионные трубки типа видикон (Si-мультиодная мишень и др.), измерение тока или напряжения (видео-сигнал) | Спектрально-селективный, работа при комнатной температуре, измерение больших энергий импульса в проходящем свете |
| Фотохимический
Фотолиз, фотосинтез вследствие воздействия излучения, количественное определение фотохимических продуктов реакции:

фотолиз солей серебра | Фотографическая эмульсия, денситометрическое определение оптического почернения | Регистрация изображения, спектрально-селективный, интегральное по времени измерение, при комнатной температуре, малый динамический диапазон |

Примечание. Использование нелинейных оптических эффектов (методы НЛО) — см. табл. 6.3.

ствами с определенной массой и плотностью, которые действуют как интегрирующие по времени квантовые детекторы, а при регистрации изменяются в большинстве случаев необратимым образом.

Наиболее известным фотохимическим методом является фотографическая регистрация путем фотолиза солей серебра (AgBr , AgCl , AgI), которые диспергированы (размер зерен равен примерно 1 мкм) в фотографической эмульсии. Динамический диапазон фотографической регистрации незначителен, кривая почернения (рис. 6.2) представляется

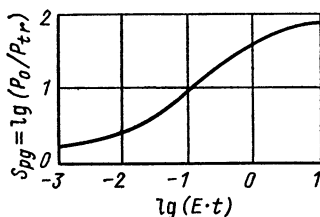


Рис. 6.2. Характеристическая кривая:

P_0 — падающая мощность излучения;
 P_{tr} — проходящая мощность излучения

линейной с постоянным наклоном $\gamma=1$ при изменении экспозиции Et не более двух порядков, т. е. при этом имеет место линейная связь с фотографической оптической плотностью S_{pg} .

Даже в пределах линейной области характеристической кривой имеются отклонения от закона взаимозаменяемости. Не безразлично, создается ли экспозиция Et высокой энергетической освещенностью за малые времена или за счет низких энергетических освещенностей в течение большого промежутка времени.

6.2.4. НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ (НЛО-ЭФФЕКТЫ)

Эти эффекты используются в специальных методах измерений для определения длительности ультракоротких импульсов лазерного излучения. Эти измерения осуществляются следующим образом:

исследуемое излучение расщепляется и направляется таким образом, что два частичных лазерных пучка накладываются в оптически нелинейной среде и в ней возбуждается двухфотонная флуоресценция или генерируется вторая гармоника;

исследуемый импульс излучения используется как зондирующий для определения реакции оптически нелинейной среды на возбуждение аналогичным интенсивным импульсом излучения; действие такого быстрого переключателя может быть основано, например, на оптическом эффекте Керра или на насыщающемся поглощении.

Отдельные методы (табл. 6.3) различаются тем, что информация может получаться из одного импульса или накапливаться в оптическом стробоскопическом методе из многих импульсов (с помощью ступенчато задержанных относительно друг друга повторяющихся импульсов), или тем, что отдельные пучки могут направляться коллинеарно или неколлинеарно, или тем, появляется ли или нет паразитный сигнал, затрудняющий расшифровку результатов измерений.

Достижимое временное разрешение определяется прежде всего (ме-

Т а б л и ц а 6.3. Возможности определения длительности ультракоротких лазерных импульсов на основе эффектов нелинейной оптики

| Нелинейное взаимодействие | Измерительная техника | Характерные признаки | Типичное применение |
|---|--|---|---|
| Двухфотонная флуоресценция (TRF) в жидкостях | Наложение двух распространяющихся навстречу друг другу разделенных пучков в кювете с жидкостью, фотографическая или фотоэлектрическая регистрация пространственного распределения интенсивности излучения флуоресценции | Одноимпульсная техника с фоном | Измерения с твердотельными импульсными лазерами, например с родамином 6G, в качестве НЛО среды для $\lambda = 1,06$ мкм и $\lambda = 0,694$ мкм |
| Генерация второй гармоники (ГВГ) в кристаллах | Наложение двух оптически задержанных по отношению друг к другу: коллинеарных разделенных пучков с одинаковым направлением поляризации (ГВГ первого типа) коллинеарных, перпендикулярно друг другу поляризованных пучков (ГВГ второго типа) неколлинеарных частичных пучков с одинаковым направлением поляризации (генерация суммарной частоты)

Фотоэлектрическое измерение энергии импульса | Многоимпульсная техника:

с фоном

без фона | Измерения излучения непрерывных лазеров на красителях с самосинхронизацией мод, например, с помощью кристаллов LiIO_3 и KDP |

Оптический эффект Керра в жидкостях (оптический за-твор)

Наложение интенсивного возбуждающего («переключающего») импульса с задержанным во времени измерительным импульсом, ячейка Керра расположена между скрещенными поляризаторами, фотоэлектрическое измерение энергии импульса

Многоимпульсная техника или одноимпульсная регистрация при скрещенном ходе разделенных пучков, без фона

Твердотельный импульсный лазер или непрерывный лазер на красителе с самосинхронизацией мод, например, с CS_2 в качестве среды, обладающей эффектом Керра

Примечание. В отдельных случаях используют эффекты НЛО более высокого, чем второй, порядка, например, генерацию третьей и четвертой гармоник или возбуждение трехфотонной люминесценции.

Таблица 6.4. Свойства тепловых приемников и детекторов квантов

| Параметр | Тепловые приемники | Детекторы квантов |
|---|---|---|
| Чувствительность регистрации (интегральная) | Низкая | Очень большая (обнаружение нескольких фотонов в секунду) |
| Временные характеристики | Большие постоянные времени (от нескольких минут до нескольких микросекунд, ниже — в исключительных случаях) | Очень маленькие постоянные времени (до 10^{-12} с) |
| Обнаружительная способность | Близко к теоретическому пределу (зависит от условий эксплуатации и измерения) | |
| Спектральная чувствительность | Широкая полоса частот, почти постоянная от УФ- до дальней ИК-области спектра | Узкая полоса частот, длинноволновая граница зависит от структуры энергетических зон материала детектора |
| Рабочая температура | Комнатная температура, охлаждения не требуется | Отчасти комнатная температура, для измерения в ИК-диапазоне требуется охлаждение от 77 до 1,5 К |
| Калибровка | Не зависит от оптических стандартов излучения, электрическая калибровка | Зависит от оптических стандартов излучения |
| Преимущественное применение | Регистрация излучения в ИК- и дальнем ИК-диапазонах, измерение высоких энергий в импульсе | Измерения с высоким временным разрешением и высокой чувствительностью от УФ- до дальнего ИК-диапазона |

ханически устанавливаемой) оптической задержкой ($30 \text{ мкм} = 0,1 \text{ пс}$) или временем отклика оптически нелинейной среды (например, время релаксации оптического эффекта Керра в CS_2 составляет 2 пс).

Обработка результатов измерения крайне усложняется, если речь идет не о простых формах импульсов, а о сложных по структуре импульсах или группе импульсов.

6.3. СВОЙСТВА И ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИЕМНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

Тепловые приемники (табл. 6.4) имеют то преимущество, что они реагируют независимо от длины волны измеряемого излучения только на энергетическую освещенность. Их спектральная чувствительность определяется свойствами поглотителя и может сохраняться почти постоянной от УФ- до дальнего ИК-диапазона длин волн. Эти приемники не требуют охлаждения (исключение составляет сверхпроводящий болометр). По сравнению с квантовыми детекторами они имеют, в общем, большие постоянные времени и существенно более низкую чувствительность. Квантовые приемники (табл. 6.4) реагируют на фотоны измеряемого излучения со спектрально-селективной чувствительностью, ход которой и длинноволновая граница определяются электронными энергетическими состояниями материала детектора. Эти приемники излучения характеризуются высокой предельной чувствительностью и малыми постоянными времени, однако при применении в ИК-диапазоне они должны охлаждаться (77 К в среднем, 4 К в дальнем ИК-диапазонах) для подавления теплового возбуждения носителей зарядов.

Чувствительность

Чувствительность обнаружения S приемника

$$S = \frac{\text{св — или эффективное значение сигнала приемника}}{\text{св — или эффективное значение падающей мощности излучения}}, \quad (6.6)$$

S измеряется в А/Вт или В/Вт .

Временные соотношения

Если измеряемая мощность излучения P промодулирована во времени [$P = P(t)$], то временные характеристики приемника в общем случае можно представить с помощью RC -цепи, а зависимость его чувствительности S от частоты модуляции выражается с помощью частотной характеристики:

$$S(f) = S_0 \frac{1}{\sqrt{1 + (2\pi f\tau)^2}}, \quad (6.7)$$

где S_0 — чувствительность для постоянного света.

Постоянная времени $\tau = RS$ является мерой инерционности, с которой приемник следует периодическим изменениям мощности излучения. С помощью постоянной времени определяют граничную частоту f_g , при которой полученный сигнал спадает до $1/\sqrt{2}$ от значения для посто-

янной мощности:

$$f_g = 1/(2\pi\tau), \quad \tau = RC. \quad (6.8)$$

При регистрации отдельных импульсов излучения временные характеристики приемника определяются временем нарастания $\tau_a = 2,2 \tau$. τ_a — время, в течение которого сигнал u_s нарастает от 10 до 90 % своего максимального значения, если приемник освещается оптическим сигналом, описываемым функцией скачка $P(t) = 0$ для $t < 0$, $P(t) = 1$ для $t \geq 0$, т. е. импульсом включения с бесконечно крутым фронтом (рис. 6.3):

$$f_g \tau_a \approx 0,35, \quad \tau_a = 2,2RC. \quad (6.9)$$

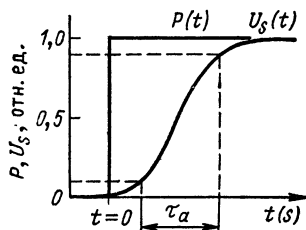


Рис. 6.3. Время нарастания сигнала τ_a , снимаемого с приемника излучения

Постоянная времени τ приемника содержит две величины: постоянную времени первичного процесса регистрации и постоянную времени формирования сигнала.

Шумы

Минимально обнаруживаемая энергия излучения определяется статистическими флуктуациями, которые возникают в собственно измеряемом излучении и в излучении фона, а также при их преобразовании в электрический сигнал и при усилении. Эти статистические флуктуации называются шумами и обусловлены тепловыми флуктуациями, а также квантовой природой излучения и его взаимодействием с веществом.

Различные составляющие шума, которые следует учитывать при регистрации излучения (рис. 6.4), вызывают статистические флуктуации в выходном сигнале детектора. На ток сигнала i_s накладывается составляющая шума i_R , и каждое измерение характеризуется определенным отношением сигнал/шум SNR (signal — noise ratio):

$$SNR = \frac{\text{Мощность сигнала } N_S}{\text{Мощность шума } N_R} = \frac{\overline{i_s^2}}{\overline{i_R^2}}, \quad (6.10)$$

где чертой обозначено усреднение по времени.

Отдельное измерение дает разумные результаты только для $SNR \geq 1$, и тем точнее, чем больше отношение N_S/N_R .

Случай $SNR = 1$ соответствует порогу обнаружения приемника. Измеренный сигнал шумового напряжения $u_R = i_R R_a \sim \sqrt{B}$ (B — ширина полосы частот регистрирующего устройства) рассматривается так, как будто бы этот сигнал получается согласно соответствующей чувствительности приемника S в результате воздействия определенной мощ-

ности излучения, заданной на входе приемника. Эта эквивалентная мощность шума (ЭМШ) (noise equivalent power NEP) характеризует минимальную энергию излучения, которая может быть измерена приемником за время измерения t :

$$NEP = u_R / (S \sqrt{B}). \quad (6.11)$$

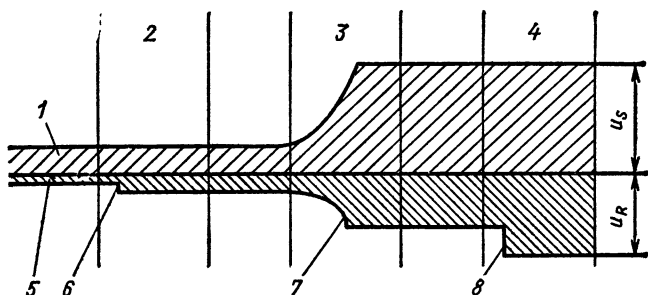


Рис. 6.4. Шумовые составляющие при фотоэлектрической регистрации излучения:

1 — измеряемое излучение; 2 — фотоэлектрический эффект; 3 — усиление тока; 4 — взаимодействие с измерительной цепью; 5 — фотонный шум, паразитная засветка, фоновый шум; 6 — шум темнового тока; рекомбинационный шум; 7 — шум усилителя (например, шум вторичной эмиссии); 8 — контактные шумы, тепловые шумы

NEP (измеренное в $\text{Вт}/\text{Гц}^{1/2}$) зависит от длины волны измеряемого излучения и ширины полосы частот B при обработке сигнала, а также от рабочей температуры T_E приемника, от его поля зрения (угловой апертуры) и поверхности приемника A , а также от температуры окружающей среды T_H и при данных условиях от частоты модуляции f измеряемого излучения.

Удельная обнаружительная способность

$$D^* = \sqrt{A} / NEP \quad (6.12)$$

приемника ($\text{см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$) характеризует возможность приемника для обнаружения и регистрации предельно малых сигналов. При этом посредством величины \sqrt{A} учитывается, что среднее квадратичное напряжение шума u_R^{-2} у многих приемников пропорционально площади чувствительной площадки фотоприемника.

Величины D^* и NEP требуют дополнительных данных об условиях измерения (цветовой температуре T_F и частоте модуляции f измеряемого излучения, ширине полосы частот B регистрирующего устройства), а также параметров приемника (поле зрения, рабочая температура T_E).

Для отношения сигнал/шум при определенной мощности измеряемого излучения P_M справедливо соотношение

$$SNR = P_M D^* / \sqrt{AB}. \quad (6.13)$$

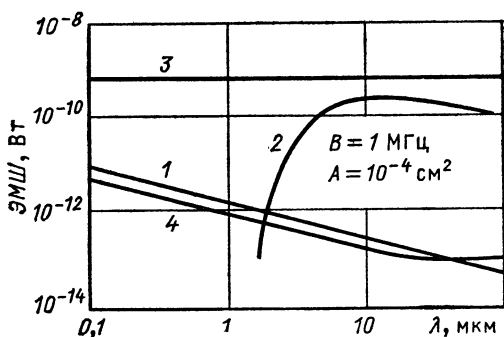


Рис. 6.5. Пределы чувствительности по данным [2]:

1 — непосредственное фотоэлектрическое обнаружение оптического излучения; 2 — идеальный полупроводниковый фотоприемник (300 К, 2π); 3 — измерение излучения с помощью тепловых приемников (300 К, 2π); 4 — измерение излучения с помощью оптического гетеродинамирования

Пределы чувствительности регистрации [2]

Исходя из NEP , можно вычислить пределы чувствительности регистрации, которые определяются только фотонным шумом измеряемого излучения и тепловым излучением фона (рис. 6.5).

Непосредственная фотоэлектрическая регистрация

Из $SNR=1$ получается предел чувствительности регистрации P_{Mmin} :

$$P_{Mmin} = NEP = 2h\nu B/\eta. \quad (6.14)$$

Квантовый выход

$$\eta = \frac{\text{Число эммитированных в секунду фотоэлектронов}}{\text{Число падающих в секунду фотонов}}.$$

Современные фотоэлектронные умножители с длинноволновой границей чувствительности в видимом и ближнем ИК-диапазонах имеют очень близкие пределы чувствительности к P_{Mmin} .

Идеальные фотоприемники

Для этих приемников NEP в $\sqrt{2}$ раза ниже, причем минимальный предел чувствительности ($NEP \approx 3 \cdot 10^{-10}$ Вт) имеет место в области вблизи $\lambda = 10$ мкм.

Пределы чувствительности тепловых приемников

Спектрально-широкополосные тепловые детекторы по своей предельной чувствительности еще сильнее ограничены тепловым фоновым излучением.

На практике влияние излучения в тепловых и фотоэлектрических приемниках ИК-диапазона снижается благодаря тому, что уменьшается их поле зрения и спектральная полоса пропускания сужается (например, с помощью фильтров) до диапазона длин волн измеряемого излучения.

Оптический гетеродинный прием

Для определенных задач измерений (например, в оптической системе передачи информации) применяются гомодинные и гетеродинные методы детектирования широкополосного модулированного по интенсивности когерентного излучения. При этом волна измеряемого излучения смешивается с излучением лазерного гетеродина на чувствительной площадке фотодетектора таким образом, что может быть измерена разностная частота в качестве промежуточной (относится к диапазону высоких частот).

Калибровка приемников

Приемники излучения должны быть прокалиброваны для получения количественных результатов измерения. Калибровка означает определение абсолютной чувствительности обнаружения или индикации S детектора относительно определенных условий измерения, а именно: длины волны λ измеряемого излучения [спектральная чувствительность $S(\lambda)$];

частоты модуляции f измеряемого излучения [частотная характеристика $S(f)$];

допустимой энергетической освещенности (динамический диапазон, область линейности отклика приемника).

Результаты калибровки выдаются в качестве характеристики приемника и уточняются путем указания условий измерения и эксплуатационных параметров.

Калибровка должна периодически повторяться, поскольку все детекторы подвергаются старению и при этом отчасти обратимым образом, однако в большинстве случаев необратимо изменяют свои свойства.

Сама калибровка происходит следующим образом:

непосредственно с помощью оптического образцового источника излучения (тепловые источники, т. е. абсолютно черное тело или серый излучатель, спектральная энергетическая сила света которых L_λ известна и соответствует законам излучения Стефана — Больцмана и Планка; лампы на парах металла для более коротких длин волн);

косвенно путем сравнения с другими калиброванными детекторами.

Ослабление излучения

Как для определения линейной области детекторов, так и для измерения мощности излучения, которая лежит выше предела лучевой нагрузки приемника, необходимо определенное ослабление излучения. Это осуществляется с помощью следующих методов:

поглощения в пригодных для этого оптических средах, которые ни флуоресцируют, ни «переключаются» (которые по отношению к плотности падающего потока фотонов не имеют нелинейности);

френелевского отражения от границы раздела на соответствующих делителях пучка (рис. 6.6), т. е. на тонких стеклянных или кварцевых пластинках в УФ- и видимом спектральных диапазонах, на тонких германиевых пластинках в ИК-диапазоне длин волн;

использования закона обратных квадратов после диффузного отражения на рассеивающих поверхностях (например, из BaSO_4 или MgO);

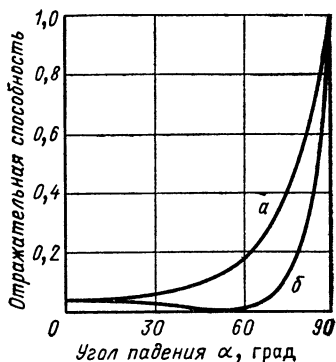
частичного выделения излучения после рассеяния в шаре Ульбрихта.

Преимущество последних трех методов состоит в том, что коэффициент ослабления зависит только от геометрических величин (угол па-

дения, расстояние, апертурное поле) и с помощью этих величин можно варьировать и достаточно точно устанавливать коэффициент ослабления измеряемого излучения.

Рис. 6.6. Ослабление излучения с помощью отражения от границы раздела на тонкой стеклянной пластинке ($n=1,5$):

a — перпендикулярно поляризованный свет; b — параллельно поляризованный свет



6.4. ПРИЕМНИКИ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ НЕПРЕРЫВНОГО И ИМПУЛЬСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

6.4.1. ТЕПЛОВЫЕ И ИК-ФОТОПРИЕМНИКИ

Чувствительность обнаружения тепловых и ИК-фотоприемников определяется через обнаружительную способность $D^*(\lambda)$ (рис. 6.7).

Тепловые приемники (табл. 6.5) выдают электрический сигнал:

пропорциональный разности температур ΔT в виде электрического напряжения, обусловленного термоЭДС при нагреве места или мест соединений двух различных металлов или полупроводников (термоэлемент), в виде изменения сопротивления металла (болометр), в виде изменения сопротивления полупроводника (термистор);

пропорциональный градиенту температуры dT/dx в виде электрического напряжения, обусловленного термомагнитной силой, перпендикулярной продольным градиентам температуры и поперечному магнитному полю (детектор Эттингсгаузена — Нерста);

пропорциональный изменению температуры во времени dT/dt в виде электрического напряжения, обусловленного поверхностным зарядом, который индуцируется в пьезоэлектрическом материале ниже его точки Кюри за счет обусловленного температурой изменения поляризации (пьезоэлектрический детектор).

В калориметрах применяются тепловые приемники для измерения повышения температуры поглотителя (стеклянная пластинка, конус из металла или графита), определяемого в большинстве случаев как разность между температурами данного и идентичного ему второго поглотителя, который находится при той же температуре окружающей среды, но не облучается лазерным излучением.

Тонкопроволочные калориметры («гнездо» в виде ловушки, конуса или из параллельных проволочек) являются собственно болометрами, у ко-

Т а б л и ц а 6.5. Тепловые приемники и калориметры

| Приемник | Спектральный диапазон, мкм | Площадь приемника, мм ² | Чувствительность обнаружения | Постоянная времени ^{*1} , мкс | Максимальная плотность энергии ^{*2} , Дж/см ² |
|---|----------------------------|------------------------------------|--|--|---|
| Термоэлемент, термостолбик, болометр | 0,2—
≥100 | 0,1—
≥10 | 10 ⁸ —10 ⁹ ^{*3} | 10 ¹ —
≥10 ⁴ | — |
| Сверхпроводящий болометр ^{*4} | 30—
≥100 | 0,1—
≥10 | 10 ¹¹ —10 ¹² ^{*3} | ≈1 | — |
| Ячейка Голея | <1—
≥100 | 5—20 | 10 ⁹ —10 ¹⁰ ^{*3} | ≥10 ⁴ | — |
| Оптоакустический детектор | 2—>30 | 1—>10 ³ | 10—10 ³ ^{*3} | ≥10 ³ | >10 |
| Пирозлектрический детектор ^{*6} | 0,1—
≥100 | <1—
≥10 ³ | 10 ⁷ —10 ⁸ ^{*3} ,
0,1 мкДж ^{*2} | <10— ³ —
≥1 | <1 |
| Конический болометр из тонкой проволоки | <1—
≥20 | ≈80 | ≥200
мкДж ^{*2} | ≥10 ³ | <1 |
| Калориметр с металлическим конусом ^{*6} | 0,2—
≥20 | ≈10 | >5 мкДж ^{*2} | <10 ⁶ | <0,3 |
| Калориметр с твердотельным поглотителем (стеклянная пластина, специальный материал) ^{*6} | 0,265—
>2 | 80—300 | >100
мкДж ^{*2} | ≈10 ⁶ | 4—10 ^{*5} |
| Калориметр с жидкостным поглотителем | 0,5—
>3 | 500 | 30 мкВ/Дж ^{*2} | >3·10 | 50 |

^{*1} Характеризует время установления сигнала (время восстановления между двумя следующими друг за другом импульсными засветками может быть во много раз больше).

^{*2} Для импульса длительностью 20 нс.

^{*3} Д*, см·Гц^{1/2}/Вт.

^{*4} Рабочая температура 1,5—21 К.

^{*5} Допустимая нагрузка для импульсной засветки пикосекундной длительности до 10¹¹ Вт/см².

^{*6} С электрической калибровкой.

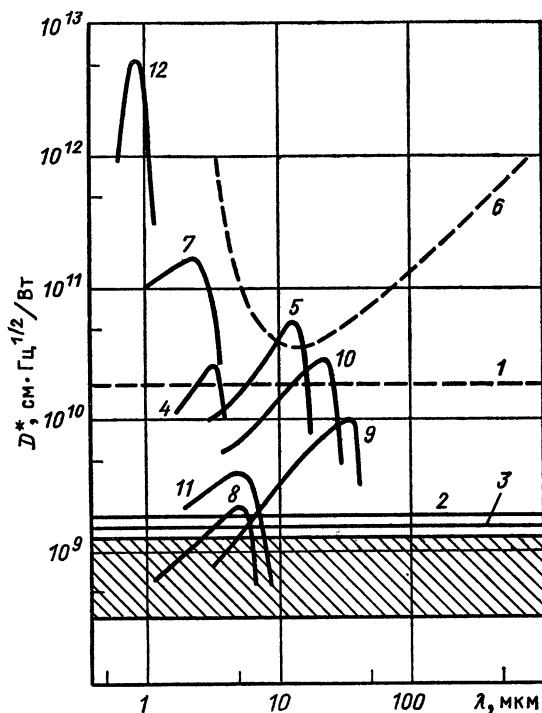


Рис. 6.7. Обнаружительная способность $D^*(\lambda)$ различных тепловых и ИК-фотоприемников:

1 — идеальный тепловой приемник (300 K); 2 — пироэлектрический детектор (TGS); 3 — ячейка Голея (заштриховано: термоэлектрические приемники); 4 — HgCdTe (300 K); 5 — HgCdTe (77 K, 60°); 6 — идеальный полупроводниковый фотоприемник (300 K, 2π); 7 — PbS (195 K, 1 кГц); 8 — InSb (195 K, 900 Гц); 9 — Ge: Zn (4,2 K, 800 Гц); 10 — Ge: Cu (4,2 K, 900 Гц, 60°); 11 — Ge: Au (65 K, 900 Гц); 12 — Si (77 K)

торых металлическая нить одновременно служит в качестве поглотителя измеряемого излучения.

В общем случае калориметры имеют сравнительно низкие чувствительности и большие постоянные времени. Но они отличаются большой стойкостью к облучению и поэтому особенно подходят для измерения импульсов лазерного излучения с высокой энергией или мощностью.

Пироэлектрический детектор с высокой чувствительностью и малой постоянной времени занимает особое положение среди тепловых приемников. Пироэлектрический детектор состоит из тонкой пластинки, разрезанной перпендикулярно направлению поляризации материала и являющийся непосредственно поглотителем, или изменение ее температуры достигается за счет поглощения в слое, напыленном на одной стороне пластинки. Обнаружительная способность и частотная характеристика

тика пироэлектрического детектора существенно зависят от нагрузочного сопротивления R_a (рис. 6.8).

В качестве материала для пироэлектрических приемников используются также кристаллы, как, например, турмалин, сульфат триглицина (TGS), танталат лития или стронциево-бариевый ниобат (SBN), полимеры (как, например, поливинилфторид PVF_2) и различные керамики, например, из свинцово-цирконатного титаната.

Рис. 6.8. Пироэлектрический детектор:

a — схема (C_0 — собственная емкость; C_a — емкость измерительного контура; R_a — сопротивление нагрузки); b — частотная характеристика, по данным [3].

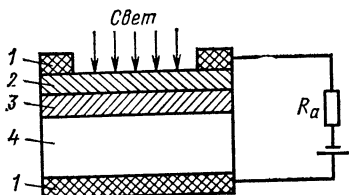
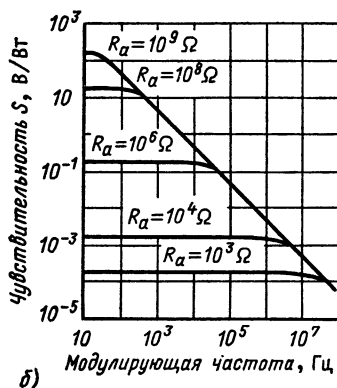
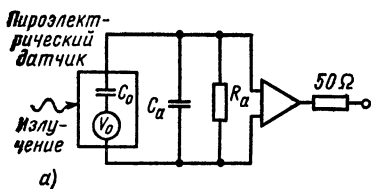


Рис. 6.9. Si—p—i—n-твердотельный фотодиод:

R_a — сопротивление нагрузки; 1 — металлический контакт; 2 — слой с проводимостью p -типа; 3 — область пространственного заряда; 4 — слой с проводимостью n -типа

Поскольку пироэлектрические детекторы обладают наряду с сегнетоэлектрическими также и пьезоэлектрическими свойствами, то на их обнаружительную способность может оказывать влияние микрофонный эффект. По истечении большого времени чувствительность должна восстанавливаться путем реполяризации применяемого материала.

ИК-фотоприемники (табл. 6.6) в большинстве случаев являются полупроводниками с зоной p — n -перехода вблизи поверхности (рис. 6.9). В области этого p — n -перехода поглощенные фотоны с энергией $h\nu$ создают электронно-дырочные пары, которые разделяются под воздействием высоких внутренних напряженных полей и создают в качестве фотоэлектрического сигнала этих фотодиодов:

напряжение, вызванное фотоЭДС (детектор работает без приложенного напряжения);

снижение под влиянием фотопроводимости на несколько порядков высокого темнового сопротивления диода (при напряжении, приложенном в направлении запираения).

Таблица 6.6. Фотоприемники ИК-диапазона

| Материал детектора | Тип детектора ¹ | Область спектра, мкм | Рабочая температура, К | Площадь приемника, мм ² | Детектирующая способность, см·Гц ^{1/2} /Вт | Время установления, нс |
|---------------------|----------------------------|----------------------|------------------------|------------------------------------|---|------------------------|
| Ge | FD, FE
photon drag | 0,4—1,9
1—20 | 77; 295
295 | 0,01...>20
1—10 | 10 ¹⁰ —10 ¹¹
10 ³ | ≥1
0,1 |
| Ge: Au | FW | <1—9 | 77 | } | 10 ⁹ —10 ¹⁰ | } ≈ 1...>10 |
| Ge: Au, Sb (p-Typ) | FW | 1,5—9 | 77 | | 10 ¹⁰ | |
| Ge: Au, Sb (n-Typ) | FW | <1—3,5 | 77 | | 5·10 ¹¹ | |
| GeHg | FW | 2—14 | 4; 28 | | <2·10 ¹⁰ | |
| Ge: Cu | FW | 1—29 | 4 | | 6·10 ¹⁰ | |
| Ge: Zn | FW | 2—38 | 4 | } | 1,5·10 ¹⁰ | } |
| Si | FD | 0,3—1,15 | 200—400 | | 5·10 ⁻¹² —5·10 ⁻¹⁴ ² | |
| | FE | 0,2—1,15 | 200—400 | | 5·10 ⁻¹³ —10 ⁻¹⁴ ² | |
| Insb | AFD | 0,3—1,15 | 200—400 | | 10 ⁻¹² —3·10 ⁻¹⁵ ² | |
| | FE | 1—5,6 | 77 | | 10 ¹⁰ —10 ¹¹ | |
| PbS | FW | 1—7 | 77; 295 | } | 10 ⁸ ...>10 ¹⁰ | } |
| PbSe | FW | 0,5—4 | 77; 195; 295 | | 10 ¹⁰ —8·10 ¹¹ | |
| PbSnTe | FW | 1—6 | 77; 195; 295 | | 10 ⁹ —3·10 ¹⁰ | |
| GaSnTe | FD, FE | <5—12 | 77 | | 10 ⁹ —4·10 ¹⁰ | |
| GaAlSb | FD | 1—1,7 | 295 | | >50 % ⁴ | |
| HgCdTe ⁵ | FW | 1—5 | 77; 295 | } | 10 ⁹ ...>10 ¹¹ | } |
| | FW | 6—14 | 77 | | >10 ¹⁴ | |
| | FW | 9—20 | 77 | | | |
| CdS | FW | 0,4—0,9 | 295 | | | |

¹ FE — фотоэлемент (фотодиод без напряжения смещения, фотовольтаический режим), FD — фотодиод (на диод подается обратное напряжение, режим фотопроводимости), FW — фотосопротивление, AFD — лавинный фотодиод.

² ЭМШ, Вт/Гц^{1/2}.

³ Для краевого (edge-on) исполнения <0,1 нс.

⁴ Квантовый выход η при обратном смещении 1 В.

⁵ Область спектра D* зависит от состава Hg_{1-x}Cd_xTe.

Фотодиоды характеризуются высоким квантовым выходом и возможностью выбора при изготовлении ширины их $p-n$ -перехода. Эти фотодиоды применимы (например, при оптическом гетеродинном приеме) для измерений при высоких частотах модуляции ($f \geq 40$ ГГц). Трудности вызывает усиление (из-за малой площади приемника) слабого сигнала (частично компенсируется с помощью предварительного интегрального усилителя), а недостатком является необходимость охлаждения до 77 или 4 К для средней или дальней ИК-областей спектра.

Кремниевые фотодиоды занимают особое положение среди твердотельных фотоприемников, поскольку их спектральная чувствительность простирается от ближнего ИК-диапазона через весь видимый до ближнего УФ-диапазона. Кремниевые фотодиоды обладают выгодными свойствами (спектральная характеристика, высокая обнаружительная способность, малая постоянная времени и диапазон линейности, простирающийся на более чем девять порядков), что связано с отработанной технологией изготовления. Кремниевые фотодиоды в так называемом краевом исполнении, у которых облучение происходит не через слой легирующей примеси, а сбоку непосредственно в $p-n$ -переход, чувствительны до длин волн $\lambda \approx 0,25$ мкм и имеют времена нарастания $\tau_a < 100$ пс.

Лавинные фотодиоды обладают внутренним усилением фотоэлектрического сигнала в несколько сот раз, так как возникающие вначале носители заряда под действием приложенного в направлении запирающего напряжения ускоряются и образуют за счет ударной ионизации другие электронно-дырочные пары. Поскольку усиление и темновой ток зависят от напряжения смещения, то в большинстве случаев становится проблематичным стабильный режим работы лавинных фотодиодов с большим динамическим диапазоном.

Фототранзисторы подобны обычным плоскостным транзисторам, но имеют прозрачное к свету «окно». Возникающий при освещении в зоне базы пространственный заряд приводит к усиленной эмиссии из эмиттера и тем самым к усилению фотоэлектрического сигнала в 50—100 раз; постоянная времени у фототранзисторов лежит в диапазоне 10^{-6} с.

Фоторезисторы, преимущественно в форме тонких слоев, имеют высокую чувствительность в видимом, в ближнем и среднем ИК-диапазонах, но существенно более высокие постоянные времени по сравнению с полупроводниковыми приемниками с $p-n$ -переходом. Фоторезисторы прежде всего применяются для постоянного и для медленно изменяющегося во времени излучения.

6.4.2. ДЕТЕКТОРЫ С ВНЕШНИМ ФОТОЭФФЕКТОМ

Эти детекторы представляют собой вакуумные трубки, которые имеют на внутренней стороне оптически прозрачного окна (стекло, кварц, сапфир, LiF и др.) или на массивном металлическом электроде тонкий слой полупроводникового материала в качестве прозрачного или непрозрачного фотокатода. Спектральная чувствительность фотокатодов $S(\lambda)$ выражается в А/Вт (рис. 6.10).

Фотокатоды (табл. 6.7) [5, 6]. К уже классическим сурьмяно-цезиевому (S_{11}) и кислородно-цезиевому на серебряной подложке (S_1) фотокатодам в последнее время добавлены новые, высокоэффективные фотоэммитеры: многощелочной фотокатод с повышенной чувствительностью в ближней ИК-области спектра (ERMA — extended red multialkali) и прежде всего катоды на основе соединения $A_{III}B_V$ (например,

Таблица 6.7. Фотокаоды

| Материал эмиттера | Материал окна | Тип катода ¹ | Обозначение | $\lambda_{\text{пак}}, \text{ мкм}$ | $\lambda_0, \text{ мкм}$ | Термоэлектронная эмиссия, А/см^2 ² |
|-------------------|---------------|-------------------------|-----------------------|-------------------------------------|--------------------------|--|
| Ag—O—Cs | Стекло, кварц | D, A | S I | 0,8 | 1,2 | $\leq 10^{-13}$ |
| Bi—Ag—O—Cs | Стекло | D | S 10 | 0,45 | 0,75 | $\approx 10^{-14}$ |
| Sb—Cs | Стекло, кварц | A | S ²⁴ , S 5 | 0,40 | 0,66 | $\approx 10^{-15}$ |
| Sb—Cs | Стекло | D | S 11 | 0,44 | 0,66 | $\approx 10^{-15}$ |
| Cs—Te | Кварц, LiF | D | — | 0,25 | 0,355 | $< 5 \cdot 10^{-16}$ |
| CsI | LiF | D | — | 0,16 | 0,22 | $< 5 \cdot 10^{-16}$ |
| Sb—K—Cs | Стекло, кварц | D, A | Двухщелочной | 0,40 | 0,67 | $< 10^{-16}$ |
| Sb—Na—K—Cs | То же | D, A | S 20, трехщелочной | 0,40 | 0,85 | $\approx 10^{-15}$ |
| Sb—Na—K—Cs | Стекло | D | S 25; ЕРМА II | 0,53 | 0,88 | $< 10^{-13}$ |
| | | | ЕРМА III | 0,575 | 0,92 | $< 10^{-13}$ |
| CaAs | УФ-стекло | A | — | 0,85 | 0,93 | $< 10^{-13}$ |
| GaAsP | Сапфир | A | — | 0,20 | 0,70 | $\approx 10^{-14}$ |
| | УФ-стекло | A | Тип I | 0,40 | 0,98 | $< 10^{-13} - 10^{-14}$ |
| | | | Тип II | 0,40 | 1,03 | $10^{-13} - 10^{-14}$ |
| | | | Тип III | 0,40 | 1,10 | $10^{-13} - 10^{-14}$ |
| InGaAsP | Сапфир | A | — | 0,30 | 1,15 | $5 \cdot 10^{-12}$ |

¹ А — катод, работающий на отражение; D — полупрозрачный фотокаод.² Соответствует 1 % максимума.³ При температуре 295 К.

GaAs) с сильно пониженной за счет Cs- или Cs₂O-адсорбата работой выхода (NEA — negative electron affinity), выгодные свойства которых получаются, правда, с более высокими затратами на изготовление таких фотокатодов.

Все фотоэмиттеры обладают также током термоэлектронной эмиссии i_{th} , зависящим от площади катода и температуры, который проявляется в виде темнового тока i_D приемника.

Фотоэлементы (табл. 6.8, рис. 6.11) или вакуумные фотодиоды. Фотодиоды имеют только фотокатод и расположенный против него на-

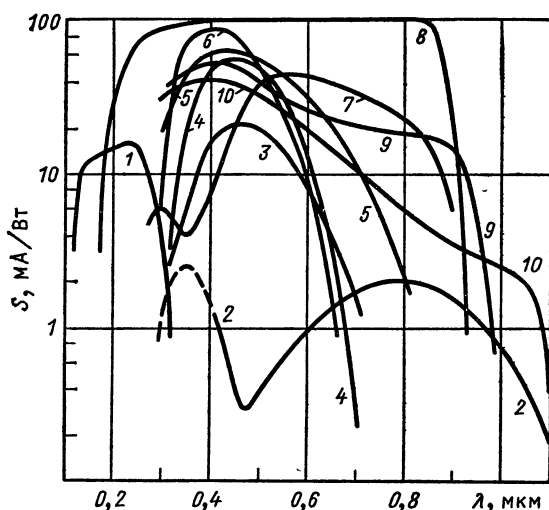


Рис. 6.10. Фотоэлектрическая чувствительность $S(\lambda)$ различных фотокатодов:

1 — Cs—Te (окно из LiF); 2 — Ag—O—Cs (S 1); 3 — Bi—Ag—O—Cs (S 10); 4 — Sb—Cs (S 11); 5 — Sb—K—Na—Cs (S 20); 6 — Sb—K—Cs; 7 — ERMA III; 8 — GaAs; 9 — InGaAs I; 10 — InGaAs III

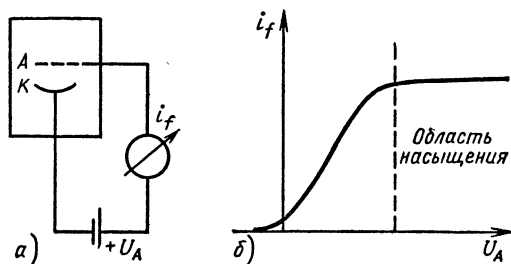


Рис. 6.11. Фотоэлемент (а) и вольт-амперная характеристика (б)

Таблица 6.8. Фотоэлементы и фотоэлектронные умножители

| Детектор | Площадь приемника, см ² | Число каскадов усиления | Усиление | ЭМШ, Вт/Гц ^{1/2} | Время нарастания τ_a , нс | Максимальный анодный ток, А |
|---------------------------|------------------------------------|-------------------------|-----------------------|---------------------------|--------------------------------|-----------------------------|
| Измерительный фотоэлемент | ≥ 1 | — | 1 | 10^{-8} | ≥ 10 | $\leq 10^{-8}$ ¹ |
| Бипланарный фотоэлемент | $> 0,5$ | — | 1 | 10^{-4} | $\geq 0,1$ | $1 - > 5^{2, 3}$ |
| Обычные ФЭУ | ≥ 1 | 4—16 | $10^5 - 10^8$ | 10^{-14} | ≥ 10 | $\leq 10^{-1}$ |
| Быстродействующие ФЭУ | $\geq 0,2$ | 4—14 | $10^3 - 10^8$ | 10^{-14} | $\geq 0,7$ | $0,05 - > 1^{2, 5}$ |
| ЕХН-фотоумножители | 0,2 | 4—6 | От 10^3 до $> 10^5$ | 10^{-14} | $\geq 0,1$ | $0,65 - 0,1^{2, 5}$ |
| ФЭУ с МКП | 0,2—0,5 | 1—2 | $10^3 - 10^7$ | | $\geq 0,5$ | $0,02 - > 1^{2, 3}$ |

¹ Для непрерывного режима.

² Для импульсного режима.

³ В зависимости от площади катода или МКП.

⁴ Для Ag—O—Cs-катода больше в 10^2 раз.

⁵ Для сильноточных ФЭУ (типа ЭЛУ) до более 5 А.

ходящийся под положительным потенциалом анод, который собирает эмиттированные фотоэлектроны, так что во внешней сигнальной цепи измеряется фототок i_f . Анодное напряжение u_A должно быть таким большим, чтобы работа фотоэлемента происходила в области насыщения его вольт-амперной характеристики $i_f = f(u_A)$, т. е. чтобы все эмиттированные электроны отсасывались и не образовалась область пространственного заряда, которая препятствует эмиссии последующих носителей заряда из фотокатода или их попаданию на анод. Количество эмиттированных фотоэлектронов зависит от геометрии катода и анода и определяет максимальное значение i_f , которое может быть измерено в линейном режиме без ограничения пространственным зарядом. Для регистрации непрерывного излучения значение i_f составляет максимум 10^{-5} А/см², а требуемые значения для u_A достигают 50—100 В.

Короткие импульсы лазерного излучения измеряются с помощью коаксиальных фотоэлементов [7] (рис. 6.12), с которых при напряжениях на аноде u_A несколько киловольт снимают импульсы фототока до нескольких ампер на квадратный сантиметр без разрушения катода. Приемник излучения имеет круглый непрозрачный катод и параллельно ему расположенный анод, выполненный в виде сетки. Это устройство образует вход коаксиальной линии передачи, которая соединена или непосредственно с отклоняющей системой электронно-лучевой трубки осциллографа (без усилителя), работающего в реальном масштабе времени, с широкой полосой пропускания B , или со входом стробоскопического осциллографа.

Фотоэлектронные умножители (ФЭУ). ФЭУ (табл. 6.8, рис. 6.13) имеют между фотокатодом и анодом систему следующих друг за другом динодов, на которых постепенно примерно на 100—400 В нарастает напряжение. ФЭУ позволяют получить быстрое и с низким уровнем шума усиление благодаря тому, что электрон выбивает 3—5 вторичных электронов, которые со своей стороны обуславливают эмиссию вторичных электронов на последующих динодах, и т. д. С помощью ФЭУ

с 10—16 каскадами умножения достигается усиление от 10^4 до больше чем 10^8 . Временное разрешение ФЭУ определяется прежде всего разбросом времени пролета электронов, который испытывают фотоэлектроны и вторичные электроны на своем пути к аноду. Оптимизированные ФЭУ обычной конструкции (диноды отражательного типа) имеют времена нарастания τ_a несколько 10^{-9} с.

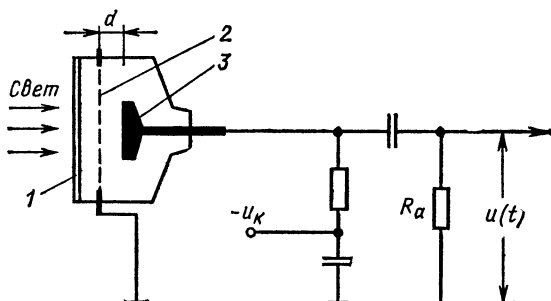


Рис. 6.12. Коаксиальный фотозулемент:

1 — окуно; 2 — анод; 3 — катод, работающий на отражение; d — расстояние между анодом и катодом

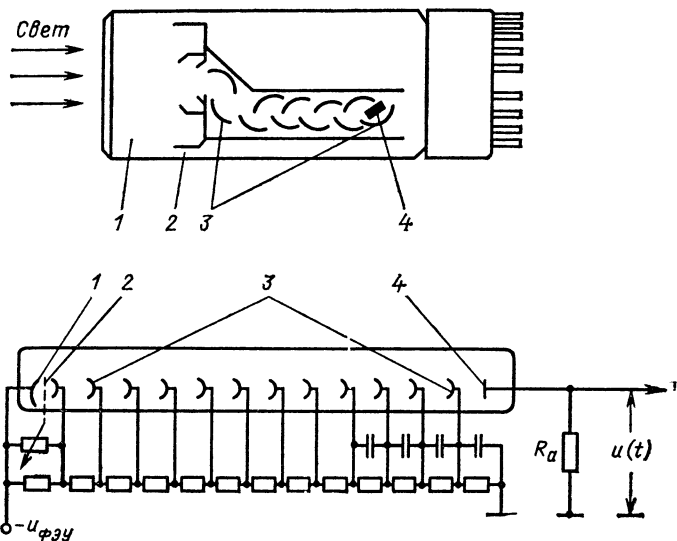


Рис. 6.13. Фотозулементный умножитель:

1 — полупрозрачный фотокатод; 2 — фокусирующий электрод; 3 — система динодов; 4 — аносд

Быстродействующие ФЭУ (рис. 6.14). В динамическом электронном умножителе со скрещенными полями ($E \times H = \Phi ЭУ$) [8] используется комбинация действующих перпендикулярно друг другу электрического поля E и магнитного поля H , благодаря чему электроны от одного отражательного динода всегда снова фокусируются на другом диноде. Времена нарастания составляют $\tau_a \geq 120$ пс.

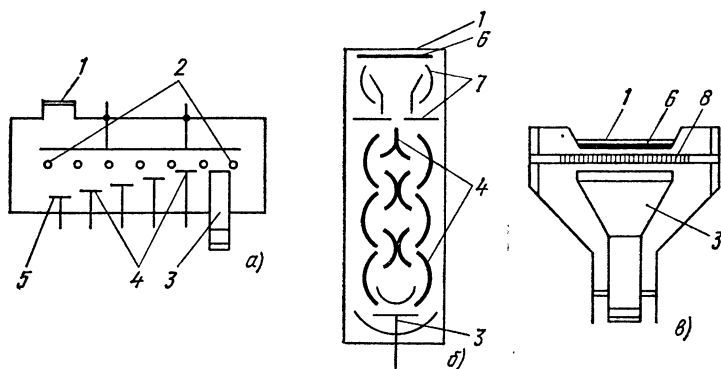


Рис. 6.14. Быстродействующие фотоэлектронные умножители:

а — $E \times H$ — ФЭУ; б — сильноточные ФЭУ ЭЛУ; в — ФЭУ с МКП; 1 — окно; 2 — магнитное поле; 3 — анод; 4 — система динодов; 5 — катод, работающий на отражение; 6 — полупрозрачный катод; 7 — фокусирующий электрод; 8 — микроканальная пластина (МКП)

Сильноточные импульсные ФЭУ обеспечивают по сравнению с другими фотоэлектронными умножителями в 10^2 — 10^3 раз более высокие токи (1—10 А) в импульсе на выходе благодаря тому, что усиление происходит в нескольких параллельно расположенных системах динодов. В этих приборах времена нарастания достигают $\tau_a \leq 1$ нс, и коаксиальные фотоэлементы могут подключаться к нечувствительным высокоскоростным осциллографам с широкой полосой пропускания.

Новое поколение фотоумножителей связано с переходом от отражательных к пропускающим динодам. Более ранние подходы с тонкими пористыми слоями из KCl ($G \approx 50$ на ступень с помощью вторичных электронов внутри пор канального типа) были заменены на фотоумножители с микроканальными пластинами (МКП). Микроканальная пластина [9] (MCP—micro—channel plate) состоит из большого числа плотно расположенных друг около друга стеклянных трубочек диаметром 12—40 мкм и длиной 1—2 мм, внутренние стенки которых имеют высокий выход вторичных электронов (рис. 6.15). Размещенные в плотноупакованных устройствах, они не требуют электронно-оптической фокусировки и дают в фотоумножителях (и также в усилителях яркости изображения) коэффициенты усиления $G = 10^3 \div 10^6$ на каскад при временах нарастания $\tau_a \approx 500$ пс для однокаскадного фотоумножителя с МКП.

Электронно-оптические преобразователи и усилители яркости изображения (табл. 6.9). Под преобразованием изображения вообще следует понимать три различных процесса [10]:

**Т а б л и ц а 6.9. Электронно-оптические преобразователи (ЭОП)
и усилители яркости изображения (УЯИ)**

| Исполнение | Диаметр фото-
катода,
мм | Электронно-
оптическое
отображение | Усиление по
свету (коэф-
фициент пре-
образования),
кд/лм | Простран-
ственное
разрешение
в центре
изображе-
ния, пар
линий/мм |
|---|--------------------------------|--|---|--|
| Двухэлектродный ЭОП
с электростатической
фокусировкой | 10—25 | 1:0,75—
1:1, по-
стоянное | От 0,4 до
≥0,6 | 60—80 |
| Двухэлектродный ЭОП
с однородным элект-
ростатическим полем
(плоский ЭОП) | 18—75 | 1:1, посто-
янное | 25—50 | 25—35 |
| Двухэлектродный УЯИ
с электростатической
фокусировкой (BVD) | 18—25 | 1:1
постоянное | 28—35 | 60—65 |
| Двухэлектродный УЯИ
с магнитной фокуси-
ровкой | 40—160 | 1:1
постоянное | 60—125 | 75—90 |
| Четырехэлектродный
УЯИ с электростати-
ческой фокусировкой
(BVT) | 38 | 1:0,3—
1:0,7
варьируемое | 200—300 | 30—40 |
| Двухкаскадный УЯИ,
BVT, сочлененный с
помощью ВОД с двух-
электродным УЯИ
(BVD) | 30—38 | 1:0,3—
1:0,6
варьируемое | 3500—4000 | 25—30 |
| Двухкаскадный УЯИ с
магнитной фокусиров-
кой | 40—144 | | 1500—4000 | 55—60 |
| Трехкаскадный УЯИ,
3 плоских ЭОП, сочле-
ненных с помощью
ВОД | 18—25 | 1:0,8—1:1
постоянное | 12 000 | 30—35 |
| Однокаскадный УЯИ с
МКП с электростати-
ческой фокусировкой | 18—50 | 1:0,6—1:0,8
постоянное | $10^2—10^{4,1}$ | 20—35 |
| Однокаскадный УЯИ с
МКП с однородным
электрическим полем | 18—40 | 1:1
постоянное | $10^2—5 \cdot 10^{4,1}$ | ≈25 |

Коэффициент преобразования измерен с источником света с вольфра-
мовой нитью накаливания $T_F=2850\text{ K}$.

¹ Усиление МКП,

перевод оптического изображения (при известных условиях усиленное по яркости) в другое оптическое изображение: электронно-оптическое преобразование изображения или усиление без или с временным разрешением;

перевод оптического изображения (при известных условиях усиленное) в зарядовое изображение: фото- и пироэлектрическая техника передачи телевизионного изображения;

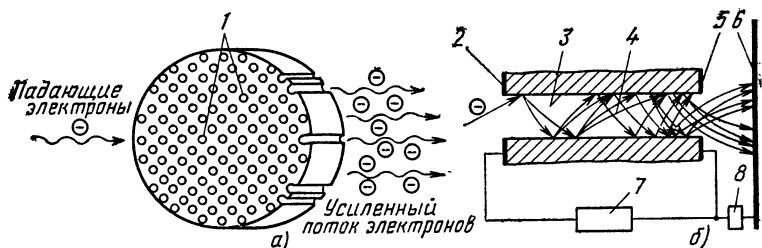


Рис. 6.15. Умножение вторичных электронов при пропускании через микроканальные пластины:

а — микроканальная пластина (МКП); б — одиночный канал; 1 — микроканалы; 2 — входной электрод; 3 — внутренняя стенка канала, эмиттирующая вторичные электроны; 4 — вторичные электроны; 5 — выходной электрод; 6 — люминесцентный экран или многоанодная мишень; 7, 8 — источники высокого напряжения

трансформация визуально невидимого изображения в видимую спектральную область: рентгеновские и тепловые методы трансформации изображения с оптическим или электрическим выходом.

Электронно-оптические преобразователи (ЭОП) и усилители яркости изображения (УЯИ) являются приемниками излучения в виде вакуумных трубок, которые в качестве существенных функциональных элементов содержат полупрозрачный фотокатод, устройства для усиления и временной развертки, а также выходной люминесцентный экран. Эти приборы в стационарном случае обеспечивают однозначное соответствие между элементом поверхности dA_K входного фотокатода и элементом поверхности dA_L выходного люминесцентного экрана, а их функция преобразователя определяется применяемыми при данных условиях механизмами переноса изображения и усиления яркости света. Перенос изображения происходит:

с переменным масштабом изображения с помощью электронно-оптического отображения с фотокатода на люминесцентный экран (через промежуточные элементы усилителя);

с фиксированным отображением 1:1 в плотноупакованных устройствах с плоскопараллельным фотокатодом, микроканальной пластиной (МКП) и люминесцентным экраном с электростатическим переносом носителей заряда;

путем комбинации устройств электронно-оптического формирования изображения, фотокатод — МКП и устройства с близким расположением МКП — люминесцентный экран.

Усиление света достигается за счет уменьшения изображения с фотокатода на люминесцентный экран, высоких ускоряющих напряжений, усиления фототока.

Работоспособность ЭОП и УЯИ определяется их разрешающей способностью. Разрешающая способность измеряется в числе пар линий на миллиметре (п. л/мм) и определяет, сколько пар линий на каждом миллиметре черно-белого штрихового раstra, заданного на фотокатоде, можно еще отдельно различать на люминесцентном экране.

Практические исполнения электронно-оптических преобразователей и усилителей яркости изображения (рис. 6.16) осуществляются в виде однокаскадных и многокаскадных устройств с электростатической и электромагнитной фокусировкой.

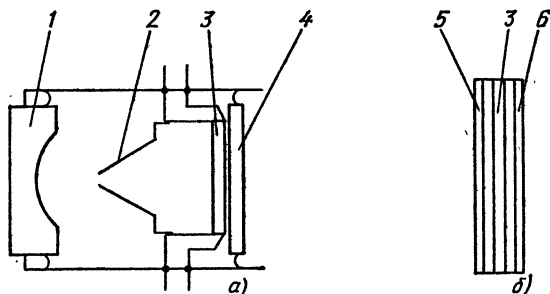


Рис. 6.16. Усилители яркости изображения с МКП:

а — усилитель яркости изображения с МКП и электростатической фокусировкой изображения; б — усилитель яркости изображения с МКП с прямым переносом изображения; 1 — волоконно-оптический диск с полупрозрачным фотокатодом; 2 — фокусирующий электрод; 3 — микроканальная пластина; 4 — волоконно-оптический диск с люминесцентным экраном; 5 — окно с полупрозрачным фотокатодом; 6 — окно с люминесцентным экраном

Многокамерные ЭОП с электростатической фокусировкой изображения. Свет, испускаемый от первого ЭОП, переносится на следующий фотокатод второго каскада и т. д. Люминесцентный экран и подключенный последовательно фотокатод или находятся в одной вакуумной трубке и образуют трехслойный преобразующий элемент, называемый в английской литературе «люминофорно-фотокатодным сэндвичем», с перегородкой из тонкой слюдяной пленки или волоконно-оптического диска (ВОД) в качестве общего держателя (преимущественно магнитная фокусировка), или принадлежат отдельным камерам ЭОП, которые соединяются с малыми потерями света с помощью ВОД, который содержит примерно 20 000 стеклянных волокон/мм² (используется преимущественно электростатическая фокусировка).

Усилители яркости изображения с МКП. Эмиттированные с фотокатода первичные фотоэлектроны умножаются за счет эмиссии вторичных электронов в одной или нескольких последовательно расположенных МКП, и после этого попадают на выходной люминесцентный экран (электростатическая фокусировка, устройство с плотным расположением МКП — люминесцентного экрана).

Усилитель яркости изображения с электрическим сигнальным выходом. В этом случае люминесцентный экран заменен или многоанодной структурой, или мишенью с накоплением заряда в передающей телевизионной трубке.

6.4.3. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ С ВЫСОКИМ ВРЕМЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ [11]

В зависимости от того, идет речь об одиночных или периодически повторяющихся коротких световых импульсах, применяются методы измерения в реальном масштабе времени или электронные и оптические стробоскопические методы измерения (табл. 6.10).

Осциллографические измерения в реальном масштабе времени. Эти измерения позволяют определить форму импульса, его мощность и энергию во временном интервале, равном долям наносекунды.

Максимальное временное разрешение ($\tau_a \approx 100$ пс) при осциллографических измерениях в реальном масштабе времени достигается с помощью относительно нечувствительных коаксиальных фотоэлементов и широкополосных осциллографов без усиления сигнала.

Термоэлектрические и пирозлектрические быстродействующие приемники излучения также позволяют получить временное разрешение в диапазоне 10^{-9} с, очевидно, с сильно уменьшенной чувствительностью ($S < 10^{-3}$ В/Вт).

Термоэлектрические и пирозлектрические детекторы с высоким временным разрешением часто изготавливаются методом осаждения тонких пленок и поэтому особенно чувствительны к лучевым перегрузкам.

Стробоскопические осциллографические измерения. Для проведения стробоскопических измерений необходимы периодически повторяющиеся импульсы с частотой следования от нескольких герц до нескольких килогерц. Стробоскопические измерения позволяют определить форму импульса, а также выполнить чувствительные измерения мощности и энергии с повышенным временным разрешением до 10^{-11} с (рис. 6.17).

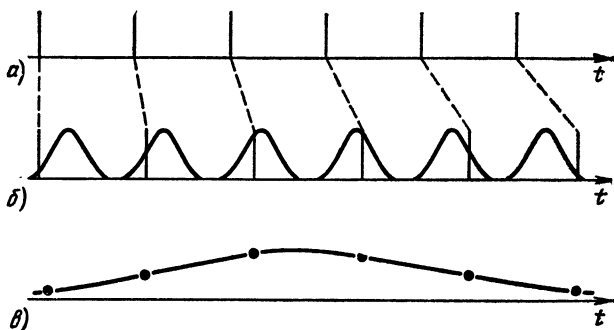


Рис. 6.17. Стробоскопический метод измерения:

a — запускающий импульс; $б$ — измеряемый импульс с точкой отсчета; $в$ — изображение импульса, сформированного из выборочных значений

Поскольку достигаемое временное разрешение стробоскопических измерений выше, чем временное разрешение существующих в настоящее время приемников излучения, то также можно этим способом экспериментально определить их постоянные времени.

Т а б л и ц а 6.10. Методы измерений с высоким временным разрешением

| Метод измерения | Временное разрешение, пс | Мощность измеряемого излучения P_{Mmin} , Вт | Ограничение временного разрешения обусловлено |
|---|--------------------------|--|---|
| Осциллографическая регистрация импульсов: | | | |
| фотодетектор + осциллограф, работающий в реальном масштабе времени | 100—500 | >1 | Шириной полосы пропускания осциллографов |
| фотодетектор + стробоскопический осциллограф | <100 | $>0,1$ | Временем нарастания сигнала, снимаемого с фотодетектора |
| фотодетектор + интегратор с узкополосным фильтром | <200 | $<0,01$ | Шириной полосы пропускания интегратора |
| Метод развертки: | | | |
| электронно-оптическая камера с щелевой разверткой, измерение одиночного импульса | $<0,5$ | 0,1—1 | Разбросом фотоэлектронов по энергии и направлениями вылета из фотокатода, уменьшением пространственного разрешения за счет усиления яркости изображения |
| камера с щелевой разверткой, синхроскан (Synchroscan) (фотографическая регистрация или с помощью ОМА-системы) | <10 | $<0,05$ | Дрожанием при наложении импульсов |
| Метод корреляционных измерений на основе нелинейной оптики: | | | |
| двухфотонная флуоресценция | 0,3 | $\geq 10^5$ | Юстировкой пучка, оптическим формированием изображения (глубиной резкости) |
| генерация второй гармоники | $<0,1$ | $10^{-4}—10^{-5}$
($<10^{-6}$ для св-импульсного излучения пикосекундного диапазона) | Механической установкой оптической задержки |

| Масса измерения | Временное разрешение, пс | Мощность измеряемого излучения P_{Mmin} , Вт | Ограничение временного разрешения обусловлено |
|---|--------------------------|--|---|
| Техника высокоскоростных затворов: электронно-оптический затвор (времена анализирующие ЭОП) | 50 | 10^{-4} | Быстродействием электронной оптики |
| оптический затвор (электрооптический эффект Керра) | 2 | $10^{-2}-10^{-3}$ | Временем релаксации керровской среды |

Устройства для электронно-оптической хронографии с импульсной линейной разверткой изображения. Эти устройства служат для определения длительности и формы одиночных импульсов и периодически повторяющихся импульсов света. Используемые камеры с щелевой разверткой работают с электронно-оптическими преобразователями, которые имеют отклоняющую систему и устройства для усиления и выдают или оптический, или электрический выходной сигнал (изображение на люминесцентном экране или видеосигнал). Достижимое с помощью камеры с щелевой разверткой временное разрешение ограничено постоянной времени $\tau_{FE} \approx 10^{-13}$ с внешнего фотоэлектрического эффекта, а также разбросом времени пробега электронов от катода к аноду, обусловленным разбросом начальных скоростей электронов.

Времена анализирующий преобразователь с люминесцентным экраном (рис. 6.18). В этом преобразователе происходит преобразование дли-

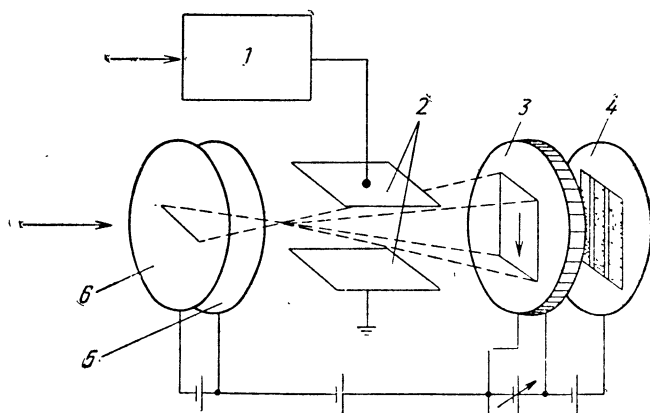


Рис. 6.18. Электронно-оптическая камера с щелевой разверткой:
1 — генератор развертки; 2 — отклоняющие пластины; 3 — МКП; 4 — люминесцентный экран; 5 — ускоряющий электрод; 6 — фотокатод

тельности измеряемого излучения, падающего на входной фотокатод, в длину пути на выходном люминесцентном экране, а распределение яркости возникающей люминесцентной полосы (streak), определенное в направлении отклонения, соответствует временному профилю импульса. Для получения высокого временного разрешения необходимо усиление яркости изображения, которое происходит до люминесцентного экрана (например, с помощью МКП).

ЭОП с кремниевой диодной матрицей (рис. 6.19). В этом приборе полоска — изображение отклоненных во времени фотоэлектронов, уско-

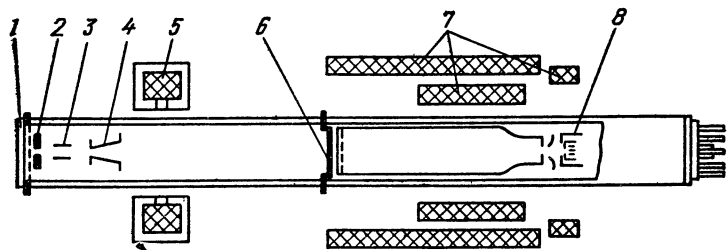


Рис. 6.19. ЭОП с кремниевой диодной матрицей Temporaldisperse Sensorröhre (TDS—Röhre) по данным [12]:

1 — полупрозрачный фотокатод; 2 — анод с щелевой диафрагмой; 3 — электрод зазора; 4 — отклоняющий электрод; 5 — магнитная линза; 6 — кремниевая многодиодная мишень; 7 — магнитная отклоняющая и фокусирующая катушка; 8 — система формирования электронного луча

ряясь, направляется не на люминесцентный экран, а на кремниевую многодиодную мишень передающей телевизионной трубки типа видикона. В кремниевой многодиодной мишени за счет ударной ионизации происходит умножение носителей заряда (примерно 10^3 при энергии фотоэлектронов 10 кэВ), а потенциальный рельеф усиленного таким образом изображения обрабатывается по принципу оптического многоканального анализа (см. разд. 6.5.3).

Метод «синхронизированной линейной развертки» [13]. При регистрации методом щелевой развертки периодически повторяющихся ультракоротких световых импульсов можно записать друг над другом большое число изображений, если временная развертка синхронизируется с помощью электрического или оптического запуска с частотой следования импульсов. Благодаря этому также можно повысить динамический диапазон воспроизведения профиля импульса.

Эффекты нелинейной оптики используются для определения длительностей импульсов до 10^{-14} с. Измерения требуют сравнительно незначительных аппаратных затрат, однако вообще необходимы более высокие мощности излучения по сравнению с прямыми фотоэлектрическими методами.

Двухфотонная флуоресценция (TPF — two photon fluorescence). Длительность коротких одиночных импульсов определяется преимущественно с помощью TPF. В измерительном устройстве (рис. 6.20) измеряемый импульс расщепляется с помощью светоделительного зеркала на две части одинаковой интенсивности, которые накладываются друг на друга в измерительной кювете при их встречном распространении.

Благодаря двухфотонному поглощению возбуждается находящийся в кювете раствор красителя. Интенсивность флуоресценции больше в области наложения обоих импульсов, чем вне ее, и измеряется сбоку интегральная картина флуоресценции как функция пространственной координаты z (направление распространения излучения), например, фотографическим способом. Полученный таким образом след TPF соответствует

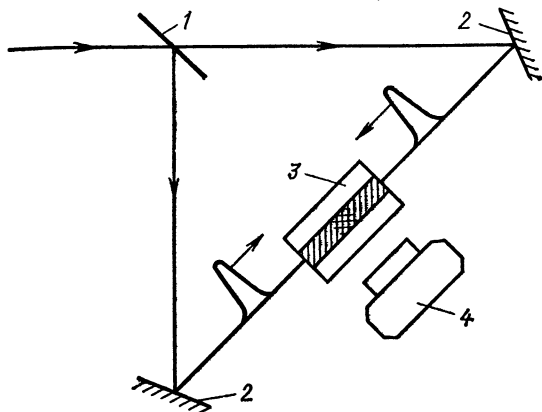


Рис. 6.20. Схема измерения методом двухфотонной люминесценции (TPF-схема):

1 — 50 %-ное зеркало; 2 — 100 %-ное зеркало; 3 — кювета; 4 — приемное устройство (камера, ОМА)

ветствует корреляционной функции второго порядка, которая позволяет судить по значению полуширины Δz_{TPF} области наложения о длительности Δt измеряемого импульса. Если принять для измеряемого импульса, например, гауссову форму, то справедливо соотношение

$$\Delta t = \sqrt{2} n \Delta z_{\text{TPF}} / c, \quad (6.15)$$

где n — показатель преломления растворителя; c — скорость света.

Генерация второй гармоники (ГВГ—SHG). Периодически повторяющиеся короткие импульсы исследуются главным образом путем измерений SHG (SHG — second harmonic generation). При этом измеряемое излучение также расщепляется на две части одинаковой интенсивности (рис. 6.21), которые для получения переменной оптической задержки проходят различные пути. Эти пучки фокусируются на тонком кристалле KDP, оси которого ориентированы таким образом, что согласованная по фазе SHG измеряемого излучения происходит точно в одном направлении тогда, когда оба импульса достигают одновременно кристалл. Благодаря ступенчатому изменению их относительной задержки достигается более или менее полное перекрытие, и в соответствии с изменяющейся интенсивностью второй гармоники снова получается корреляционная функция второго порядка измеряемого импульса.

са. Из этой полуширины в случае гауссовой формы импульса получается полуширина Δt_{SHG} измеренного профиля SHG:

$$\Delta t = \Delta t_{\text{SHG}} / \sqrt{2}. \quad (6.16)$$

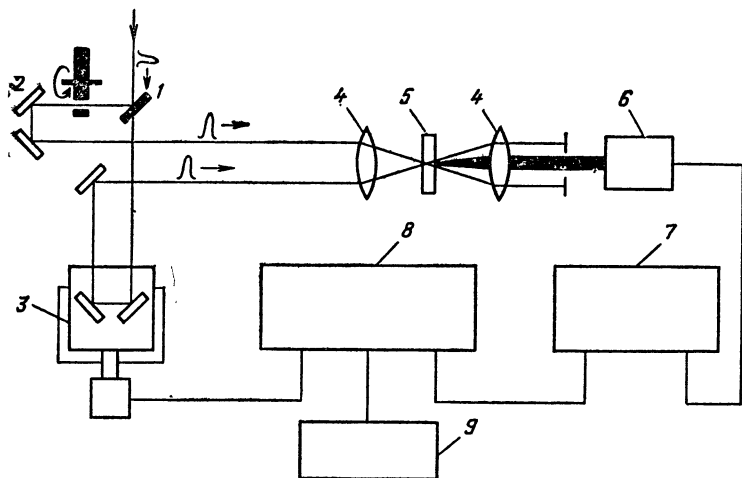


Рис. 6.21. Устройство для измерения второй гармоники:

1 — 50 %-ное зеркало; 2 — прерыватель; 3 — оптическая задержка (с помощью шагового двигателя); 4 — оптика, формирующая изображение; 5 — кристалл; 6 — ФЭУ; 7 — lock-in (синхронный)-усилитель; 8 — многоканальный анализатор; 9 — дисплей

6.4.4. МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЫСОКОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬЮ

Повышенные чувствительности обнаружения и точности измерения достигаются, если комбинируются определенным образом выбранные приемники излучения и специальные методы обработки сигнала.

Образование среднего значения сигнала по методу Бокскар (Boxcar) [14], являющееся обобщением чувствительного к фазе узкополосного (lock-in) метода измерения, позволяет надежно регистрировать периодически повторяющиеся искаженные шумовыми процессами импульсные сигналы при отношениях сигнал/шум вплоть до $\text{SNR} \leq 1:50$. Этот метод объединяет высокое временное разрешение (в области порядка 10^{-10} с) за счет стробоскопического считывания измеренного сигнала с улучшением отношения сигнал/шум в каждой точке измерения, например, в \sqrt{N} раз за счет линейного усреднения измеренных значений, регистрируемых с охватом всякий раз N следующих друг за другом периодов сигнала.

Современные интеграторы с узкополосным фильтром выполняются в варианте двухканальных измерений. В качестве приемников излучения для измерения по методу Бокскар пригодны все детекторы, которые по временному разрешению и амплитуде сигнала соответствуют

входным значениям при данных условиях использования прибора. В измерениях энергии одиночных импульсов или последовательности импульсов достигают высокой чувствительности благодаря интегрированию с непосредственным последующим усилением сигнала приемника. Интегрирование происходит в тепловых приемниках отчасти уже вследствие больших постоянных времени образования сигнала (калориметр), у пирозлектрических и фотоэлектрических детекторов электрически путем заряда измерительного конденсатора. Современные пирозлектрические и фотоэлектрические измерители энергии (рис. 6.22) работают

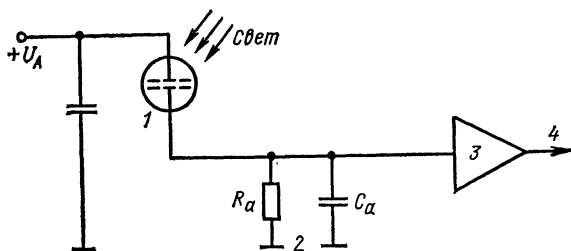


Рис. 6.22. Схема прибора для измерения энергии:

1 — фотодетектор или пирозлектрический детектор; 2 — измеряемая емкость и сопротивление нагрузки; 3 — усилитель; 4 — выходной сигнал

с питанием от батарей и хорошо экранированными измерительными головками.

В настоящее время пороговая чувствительность составляет 10^{-6} Дж на одиночный импульс для пирозлектрического измерителя энергии и $\leq 10^{-12}$ Дж на одиночный импульс для фотоэлектрического измерителя энергии (с вакуумным фотодиодом).

Счет фотонов [15] становится возможным благодаря быстродействующим ФЭУ с высоким коэффициентом усиления вторичных электронов и низким темновым током i_D (рис. 6.23). В измерительном устройстве для счета фотонов (рис. 6.24) напряжение сигнала u_A усиливается и сравнивается с опорным напряжением u_{Ref} . Результатом измерения по методу счета фотонов является число зарегистрированных в единицу времени импульсов (counts), точность счета фотонов определяется числом полученных в единицу времени темновых отсчетов (точнее, их флуктуациями во времени). Достижимая таким образом максимальная пороговая чувствительность составляет несколько фотонов в секунду.

Счет фотонов — схемы совпадения. Техника счета фотонов позволяет кроме счета фотонов определить также временное распределение их попадания на детектор и тем самым экспериментально сделать вывод о корреляции фотонов в тепловом или лазерном излучении. Измерение осуществляется с помощью счетчиков фотонов. Выходы их соединены со схемой совпадения, в которой формируется сигнал при одновременном поступлении сигналов (т. е. в пределах времени совпадения Δt_K). Измеряемое излучение расщепляется на две части одинаковой интенсивности с помощью светоделителя, от которого оба детектора удалены на одинаковое расстояние. Для пары (одновременно из-

лученных) фотонов существует 50 %-ная вероятность того, что каждый из них принимается соответствующим детектором.

Результатом измерения является число совпадений, определенных в единицу времени. Точность измерения зависит в основном от разрешающего времени схемы совпадения $\Delta t_K \approx 10^{-9}$ с, которое в свою очередь, определяется амплитудой сигнала ФЭУ.

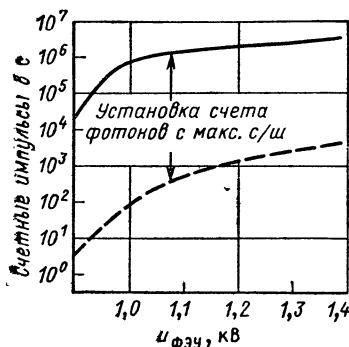
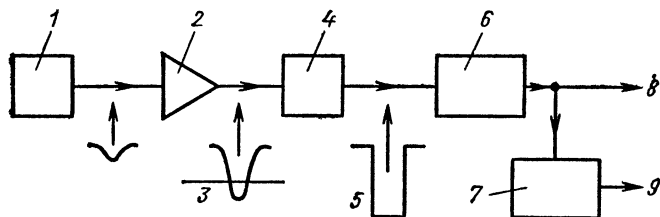


Рис. 6.23. Диапазон настройки ФЭУ для счета фотонов:

— сигналные импульсы;
--- импульсы темного тока

Рис. 6.24. Измерительное устройство для счета фотонов:

1 — фотозлектронный умножитель; 2 — усилитель; 3 — опорное напряжение; 4 — дискриминатор; 5 — стандартный импульс; 6 — счетчик; 7 — цифро-аналоговый преобразователь; 8 — цифровой выходной сигнал; 9 — аналоговый выходной сигнал



6.5. РЕГИСТРАЦИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Целью регистрации, вообще говоря, является регистрация и измерение двумерных распределений $E(x, y)$ энергетических освещенностей. При этом обычная фотографическая съемка изображения во все возрастающем объеме заменяется фотоэлектрическим методом регистрации, при котором в настоящее время во все возрастающем объеме происходит переход от электровакуумных приемников изображений к интегральным с большим количеством элементов твердотельным приемникам изображения.

Параметрами приемников изображения наряду с пороговой чувствительностью являются пространственное разрешение и прежде всего динамический диапазон, в котором обрабатываются различные интенсивности элементов изображения. Временное разрешение достигается за счет периодической регистрации изображения (10^{-2} — 10^{-5} с), применения оптического или электронно-оптического затвора (10^{-4} — 10^{-10} с)

или линейной развертки (10^{-8} — 10^{-12} с). Важнейшие приемники для регистрации изображения приведены в табл. 6.11.

6.5.1. ПЕРЕДАЮЩИЕ ТЕЛЕВИЗИОННЫЕ ТРУБКИ [16]

Передающие телевизионные трубки типа суперортикона и видикона переносят распределение яркости оптического изображения в соответствующий потенциальный рельеф на мишени с накоплением электрического заряда, который считывается по строкам сканирующим электронным лучом и преобразуется во временную последовательность электрических сигнальных импульсов. Особенно выгодные условия для применения в измерениях этого известного принципа телевизионной передачи изображения предоставляет видикон с кремниевой многодиодной мишенью (рис. 6.25) и комбинация средств современной микроэлектроники.

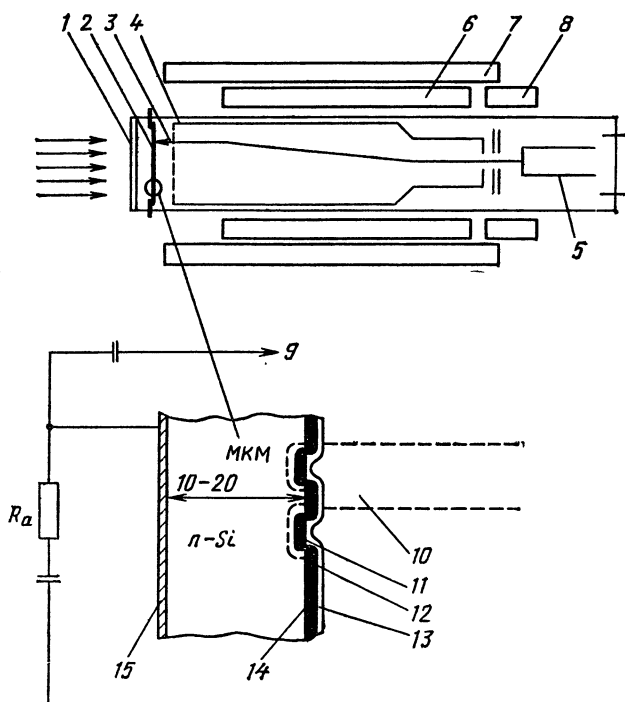


Рис. 6.25. Видикон с кремниевой многодиодной мишенью:

1 — входное окно; 2 — кремниевая многодиодная мишень; 3 — тормозящая сетка; 4 — анод; 5 — электронный прожектор; 6 — отклоняющая катушка; 7 — фокусирующая катушка; 8 — корректирующая катушка; 9 — выходной видеосигнал; 10 — развертывающий луч; 11 — p^+ -диод; 12 — обедненный слой; 13 — резистивный слой; 14 — окисный слой; 15 — n^+ -слой

Т а б л и ц а 6.11. Характеристики приемников с электрическим выходным сигналом для обработки изображений

| Приемник | Кремниевый
многодиодный
видикон | SIT-видикон | Si-ПЗС-фотооди-
одная линейка | Si-фотодиодная
линейка с УЯИ и
МКП | Пирозлектри-
ческий види-
кон (пирикон) | Пирозлектри-
ский преобразо-
ватель в виде
линейки фото-
чувствительных
элементов |
|--|---|--|--|--|---|--|
| Площадь при-
емника (формат
изображения) | 9,6 мм×12,8 мм | Фотокаатод диа-
метром до 40 мм | Строка:
2,5 мм×0,5 мм,
матрица: до
16 мм×20 мм | Фотокаатод ди-
аметром 25 мм | Диаметр
16 мм | 35 мм×1 мм
(строка из 32
элементов) |
| Число элементов
изображения | $\approx 5 \cdot 10^5$ | $\approx 6 \cdot 10^4$ | Строка: 128—
>1024, матри-
ца: >500×500 | Строка: 256,
512 | $\approx 3,5 \cdot 10^4$ | Строка: 16—128 |
| Размер элемента
изображения | Диаметр 12—20
мкм | Диаметр 30—
40 мкм | Диаметр 15—
25 мкм;
20 мкм×2÷4 ²
мм ² | Например,
50 мкм×
×400 мкм | | 0,1 мм×1 мм |
| Чувствительность | $8,3 \cdot 10^9 \text{ hv/cm}^2 \cdot \text{с}^{-1}$;
2400 hv/от-
счит ^{3, 4} | $5,5 \cdot 10^7 \text{ hv/cm}^2 \cdot \text{с}^{-1}$;
$\approx 2 \text{ hv/от-}$
счит ^{3, 4} | $1,5 \div 3 \cdot 10^8 \text{ hv/}$
$\text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ | $\leq 10 \text{ hv/от-}$
счит ^{3, 5} | $< 0,2 \text{ К}^6$;
оптималь-
ный для
8—14 мкм | $\approx 3 \text{ мкА/Вт}$ |

| | | | | | |
|-----------------------------|---------------------------|---------------------------|-------------------------------|--|--------------------|
| Спектральная область | 0,3—1,15 мкм | 0,3—0,85 мкм | 0,3—1,15 мкм | 0,3—0,85 мкм | |
| Динамический диапазон | 500—1000
$10^4 : 1^7$ | 500—1000
$10^4 : 1^7$ | 200—500 | 4000 : 1^8 | $10^4 : 1$ |
| Шум | 1,5counts ⁹ | 1,5counts ⁹ | 1000 электронов ⁵ | < 1 фотоэлектрон ⁸ | |
| Частота опроса | > 5 МГц | 5 МГц | 0,05—10 МГц | 10 мкс/элемент изображения (≈ 200 Гц) | 10 Гц—
> 10 кГц |
| Пространственное разрешение | 18 п. л./мм ¹⁰ | 10 п. л./мм ¹⁰ | 40—60 % ЧКХ на частоте 10 МГц | 25 п. л./мм | 5 п. л./мм |

¹ В зависимости от чувствительности (температурное разрешение).

² Для применения ОМА в спектроскопии.

³ $\lambda = 550-600$ нм.

⁴ На канал и считывание (режим работы ОМА).

⁵ На канал и считывание.

⁶ Данные в виде температурного разрешения.

⁷ В режиме работы ОМА (интегрирование по времени).

⁸ Линейка фотодиодов охлаждается термoeлектрическим способом.

⁹ Усредненное по времени значение, измеренное при 6,25 см×12,5 см, считывание в течение 30 мс.

¹⁰ Глубина модуляции ЧКХ=50 %.

троники (Si-планарная техника) и обычной техники электронной лампы.

Пороговая чувствительность кремниевого многодиодного видикона может быть увеличена в 10^2 — 10^3 раз путем включения электростатической системы электронно-оптического преобразователя. В суперкремниконе (SIT-видиконе; SIT — silicon intensifying target) кремниевая многодиодная мишень работает не как фотоприемник, а как усилитель яркости изображения (рис. 6.26). Часть конструкции, относящаяся

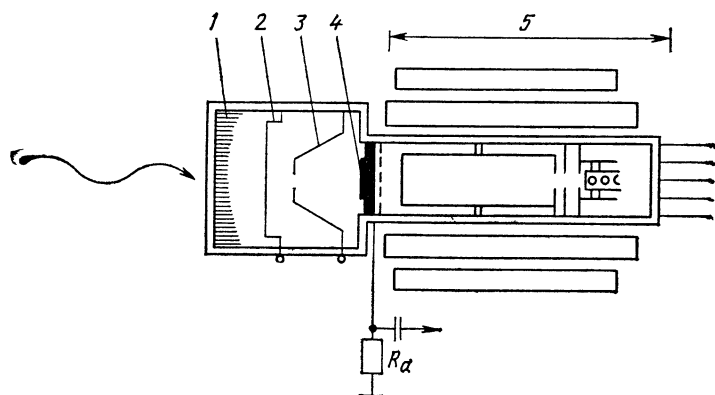


Рис. 6.26. SIT-видикон:

1 — входное окно с полупрозрачным фотокатодом; 2 — ускоряющий электрод (Gate); 3 — фокусирующий электрод; 4 — кремниевая мишень; 5 — видикон

к электронно-оптическому преобразователю, предоставляет две дополнительные возможности для работы SIT-видикона:

с помощью управляющей сетки могут запираются фотоэлектроны, летящие к мишени усилителя, и быстро освобождаются (время срабатывания затвора составляет несколько 10^{-8} с);

с помощью отклоняющей системы фотоэлектроны могут сканироваться по SIT-элементу по принципу линейной или круговой развертки (temporaldispersesensoröhre).

Другие типы видиконов имеют изготовленные по обычной ламповой технологии напыленные слои (например, CdSe, CdZnTe, PbS) в качестве фотоприемника/мишени с накоплением заряда. Однако такие видиконы менее пригодны для измерительных целей по сравнению с видиконом с кремниевыми многодиодными мишенями и применяются в специальных случаях (например, вне спектральной чувствительности кремния).

Значительное расширение спектра (рис. 6.27) при регистрации изображения позволяет получить пироэлектрический видикон [17] (называется также пириконом) — видикон с пироэлектрическим чувствительным элементом в качестве приемника излучения и мишени с накоплением заряда.

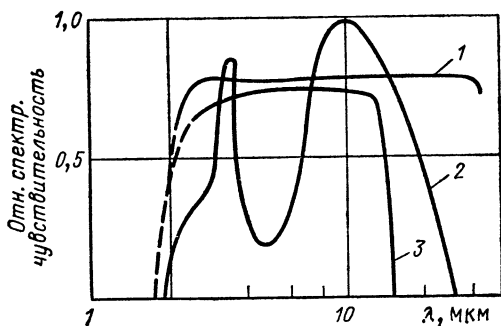


Рис. 6.27. Относительная спектральная чувствительность пироэлектрического видикона с различными материалами для окна, по данным [17]: 1 — таллий-тиобромид (KRS-5); 2 — германий (8—14 мкм); 3 — сульфид цинка (IRTRAN-2)

6.5.2. ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ПРИЕМНИКИ ИЗОБРАЖЕНИЯ

Твердотельные приемники изображения [18] являются интегральными с большим числом элементов полупроводниковыми приборами, которые объединяют в одном устройстве три функции: фотоэлектрической регистрации изображения, хранения и считывания. Принцип действия этих приборов состоит в том, что неосновные носители заряда накапливаются и транспортируются на поверхности полупроводника (в основном кремний, реже — соединения типа III—V). В зависимости от образования сигнала различают приборы с зарядовой связью (ПЗС) и зарядовой инжекцией (CCD—charge coupled device; CID—charge injection device) (рис. 6.28).

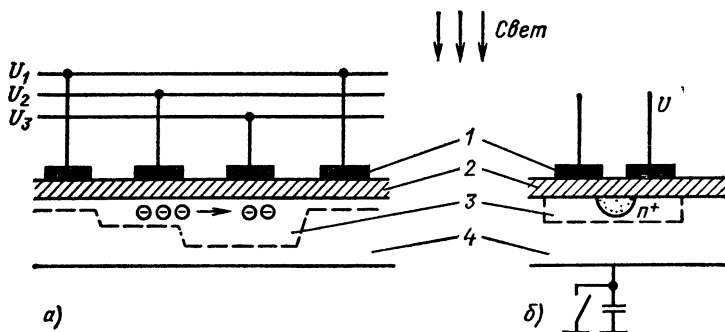


Рис. 6.28. Устройства с переносом заряда: а — CCD (прибор с зарядовой связью, ПЗС); б — CID (прибор с инжекцией заряда): 1 — металлический контакт; 2 — изоляционный слой; 3 — обедненный слой; 4 — кремний с проводимостью p -типа

Чувствительные элементы расположены или в виде фотодиодной строки (256—1024 диодов), или фотодиодной матрицы (100×100 — $>500 \times 500$ диодов). Чувствительность обнаружения кремниевых твердотельных приемников изображения соответствует чувствительности одиночных кремниевых фотодиодов. Повышение чувствительности возможно, если дополнительно включается УЯИ с волоконно-оптическим выходом. Решения, аналогичные SIT-принципу (т. е. бомбардировка кремниевой диодной матрицы сильно ускоренными фотоэлектронами), находятся еще в стадии лабораторного изучения.

В гибридной технике используются также пироэлектрические чувствительные элементы при создании линейных и матричных фотоприемников, правда, с более значительными размерами «элементов изображения» и более медленным считыванием по сравнению с приборами с зарядовой связью [19].

6.5.3. ОПТИЧЕСКИЙ МНОГОКАНАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ (ОМА)

Важные применения техники регистрации изображения в сочетании с лазерным излучением возникают в оптической спектроскопии. Здесь речь идет о регистрации спектров, т. е. об измерении одномерных распределений интенсивности излучения $E(\lambda) \triangleq E(x)$ в выходной плоскости спектрографа. Первые усилия по замене фотографической регистрации на фотоэлектрическую привели к сложным приборам, в которых исследуемый спектр регистрируется или периодически одним приемником, или одновременно несколькими дискретными детекторами. Последнее названное решение характеризует принцип оптического многоканального анализа (ОМА — optical multichannel analysis). Изображение разлагается на элементы Δx , которые относятся к соответствующему измерительному каналу и каналу обработки сигнала. Эта измерительная техника успешно внедрялась с тех пор, как наряду с передающими телевизионными трубками и твердотельными приемниками изображения в распоряжении появились работоспособные чувствительные элементы, а с помощью микроэлектроники удалось осуществить достаточно быструю обработку большого объема информации.

Система оптического многоканального анализа с передающей телевизионной трубкой [20] (рис. 6.29). Спектр отображается на фоточувствительный слой трубки и преобразуется там в соответствующий потенциальный рельеф. Обработка потенциального рельефа осуществляется построочно «перпендикулярно» развертке спектра, т. е. в направлении спектральных линий, так что каждая линия шириной $\Delta\lambda$ относится к соответствующей строке разложения. В случае кремниевого видикона с многодиодной мишенью размером $12,5 \text{ мм} \times 10 \text{ мм}$ из 500 строк (каждая по 400 элементов изображения) имеет место одновременная регистрация спектра с помощью 500 измерительных каналов и каналов обработки сигнала. Результатом измерения является число отсчетов на канал, которое пропорционально заряду строки и тем самым прямо пропорционально энергетической экспозиции $P_M \Delta t$. Максимальная чувствительность обнаружения соответствует (при $\Delta t = 33 \text{ мс}$) нескольким тысячам фотонов на отсчет (count) при использовании обычного кремниевого многодиодного видикона и нескольким десяткам фотонов на отсчет при применении SIT-трубки (рис. 6.30).

Двумерный режим работы. Путем соответствующего управления длиной строки, обрабатываемой при каждом считывании мишени, можно разложить площадь изображения на «горизонтальные» частичные

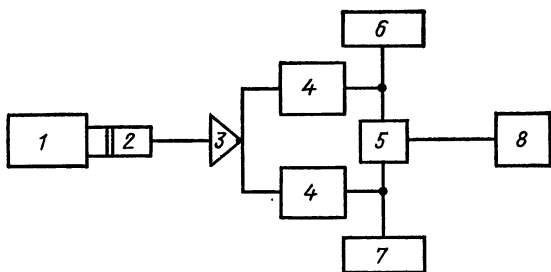


Рис. 6.29. Система ОМА, по данным [19]:

1 — полихроматор; 2 — кремниевый многоанодный видикон; 3 — аналого-цифровой преобразователь; 4 — запоминающие устройства А, В; 5 — цифро-аналоговый преобразователь; 6 — регистрирующее устройство; 7 — цифровое печатающее устройство; 8 — дисплей

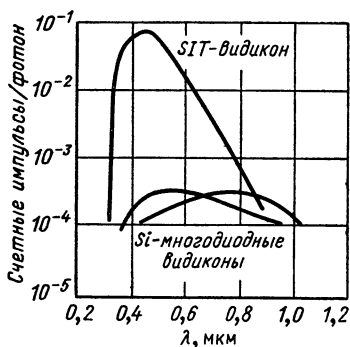


Рис. 6.30. Сравнение чувствительности обнаружения системы ОМА с кремниевым многоанодным видиконом и SIT-видикона, по данным [20]

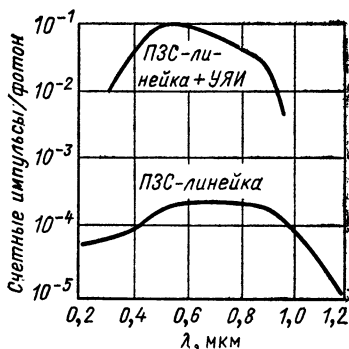


Рис. 6.31. Сравнение чувствительности обнаружения системы ОМА с линейкой ПЗС и линейки ПЗС, сочлененной с усилителем яркости изображения, по данным [21]

области (tracks), содержание сигнала которых относится к различным накопителям А, В... (по 500 каналов каждый).

Система оптического многоканального анализа с твердотельным приемником изображения [20]. В этой системе спектр проецируется на линейку ПЗС из 512 или 1024 элементов, которые имеют прямоугольную форму шириной 25 мкм и высотой 0,4—>2 мм, чтобы использовать, принимая во внимание большую чувствительность метода регистрации, высоту спектральных линий (рис. 6.31). Работоспособность системы оптического многоканального анализа с линейкой ПЗС-фотоприемников вообще сравнима с работоспособностью системы с видиконом. Путем подключения УЯИ с помощью волоконно-оптических дисков можно улучшить параметры системы, как и в случае SIT-трубки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

К предисловию

1. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М.: Советское радио, 1966.
2. Ананьев Ю. А. Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения. М.: Наука, 1979.
3. Ищенко Е. Ф. Открытые оптические резонаторы. М.: Советское радио, 1980.
4. Голдобин И. С. и др. // Квантовая электроника // 1989. Т. 16. С. 1957.
5. Зельдович Б. Я., Пилипецкий Н. Ф., Шкунов В. В. Обращение волнового фронта. М.: Наука, 1985.
6. Рагульский В. В. Обращение волнового фронта при вынужденном рассеянии света. М.: Наука, 1990.
7. Dijkkamp D., Venkatesan T., Wu X. e. a. // Appl. Phys. Lett. 1987. Vol. 51. P. 619.
8. Feile R. // Physica C. 1989. Vol. 159. P. 1.
9. Fusion Technology. 1987. Vol. 11.
10. Owechko Yu. // IEEE J. Quant. Electr. 1989. Vol. 25. P. 619.

К главе 2

1. Quantenelektronik — Eine Einführung in die Physik des Lasers/ Brunner W., Radloff W., Junge K. 2. Aufl. Berlin: VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, 1977.
2. Lasertheorie, I, II/Paul H. Berlin: Akademie—Verlag, 1969.
3. Laser Theory/Haken H. Berlin (West), Heidelberg, New York: Springer—Verlag, 1970.
4. Laser — kurz und bündig/Tradowsky K. Würzburg: Vogel—Verlag, 1979.
5. Quantenelektronik. Optik und Laser/Grau G. K. Wiesbaden: Vieweg & Sohn, 1978.
6. Tunable Lasers and Applications/hrsg. von Mooradian A. Berlin (West), Heidelberg, New York: Springer—Verlag, 1976.
7. Laser. Physikalische Grundlagen und Anwendungsgebiete/Lengyel B. A. Stuttgart: Berlin Union, 1967.
8. Lichtverstärker und — oszillatoren//Ross D. Frankfurt/Main: Akademische Verlagsgesellschaft, 1966.
9. Laser Handbook, Vol. 1/Arrecchi F. T., Schulz—Dubois E. O. Amsterdam: North Holland Publ. Co. 1972.
10. Laser/Kleen W., Müller R. Berlin (West), Heidelberg, New York; Springer—Verlag, 1969.

11. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы для квантовых генераторов света//Журн. эксперим. и теорет. физ. 1963. Т. 44. С. 1050—1067.
12. *Laser beams and resonators*/Kogelnik H., Li T. In: Appl. Optics. 5 (1966) 10. S. 1550—1567.
13. *Unstable optical resonators for laser applications*/Siegman A. E. In: Proc. IEEE. 53 (1965) 3. S. 277—287.
14. *Unstable optical resonators*/Siegman A. E. In: Appl. Optics. 13 (1974) 2. S. 353—367.
15. *Modes in unstable optical resonators and Jens waveguides*/Siegman A. E., Arrathoon R. In: IEEE J. Quantum Electronics. QE—3 (1977) 3. S. 156—163.
16. Микаэлян А. Л., Тер-Микаэлян М. Л., Турков Ю. Г. Оптические генераторы на твердом теле. М.: Советское радио, 1967.
17. *Laser Parameter Measurements Handbook*/Heard H. G. New York, London: John Wiley & Sons Inc., 1968.
18. Белостоцкий Б. Р., Любавский Ю. В., Овчинников В. М. Основы лазерной техники. М.: Советское радио, 1972.
19. *Solid—State Laser Engineering*/Koechner W. In: Springer Series in Optical Sciences. Vol. 1. Berlin (West), Heidelberg, New York. Springer—Verlag, 1976.
20. *Laser program annual reports*/hrsg. von Coyle P. E. California University, 1976. Laser—Programm Jahrbuch.
21. *Eigenschaften von Neodymlasern für die optische Nachrichtentechnik*/Krühler W. W. In: Nachrichten Elektronik. 32 (1978) I. S. 5—9.
22. Каминский А. А. Лазерные кристаллы. М.: Наука, 1975.
23. *Tunable Room Temperature cw Laser Action in Cr³⁺: GdScAl—Garnet*/Drube J., Struve B., Huber G. In: Opt. Commun. 50 (1984) 1. S. 45.
24. *Room—Temperature Operation of the Vibronic KZnF₃: Cr³⁺—Laser*/Brauch U., Durr U. In: Optics Lett. 9 (1984) 10. S. 441.
25. *Gas Lasers*/Blom A. L. — New York, London, Sydney: John Wiley & Sons Inc., 1968.
26. *Introduction to Gas Lasers: Population Inversion Mechanisms*/Willett C. S. — Oxford: Pergamon Press, 1974.
27. *Gas Lasers*/Garrett C. G. B. — New York: McGraw—Hill Book Company, 1967.
28. *Principles of Laser Plasma*/hrsg. von Bekefi G. New York, London, Sydney: John Wiley & Sons Inc., 1976.
29. *Table of Laser Lines in Gases and Vapors*/Beck R., Englisch W., Gurs K. Berlin (West), Heidelberg, New York: Springer—Verlag, 1976.
30. *Review of Ultraviolet laser physics*/Rhodes C. K. In: IEEE J. Quantum Electronics. QE—10 (1974) 2. S. 153—174.
31. *Excimer Lasers*/hrsg. von Rhodes C. K. Berlin (West), Heidelberg, New York: Springer—Verlag, 1979.
32. *Gaseous Ion Lasers*/Davis C. C., King T. A. — hrsg. von Goodwin D. W. — In: Advances in Quantum Electronics. London, New York: Academic Press, 1975.
33. *Gasdynamic Lasers. An Antroduction*/Anderson, jr., J. D. New York, San Francisco, London: Academic Press, 1976.
34. *Chemical Lasers*/Kompa K. L. — Berlin (West), Heidelberg, New York: Springer—Verlag, 1973.
35. *Characteristics of CO—Laser*/Bhaumik M. L., Lancina W. B., Mann M. M. — In: IEEE J. Quantum Electronics. QE—8 (1972) 2. S. 150.
36. *Review of high—power CO₂ lasers*/De Maria A. J. In: Proc. IEEE. 61 (1973) 6. S. 731—748.

37. *High—pressure pulsed molecular lasers*/Wood H. D. R. In: Proc. IEEE. 61 (1974) 3. S. 355—397.
38. *Far—Infrared Molecular Lasers*/Coleman P. D., In: IEEE J. Quantum Electronics. QE—9 (1973) 1. S. 130—138.
39. *Present and future problems concerning lasers in the far—infra-red spectral region*/Coleman P. D. In: J. Opt. Soc. Am. 61 (1977) 7. — S. 894—901.
40. *Gain of High—Pressure CO₂ Lasers*/Chang N. C., Tavis M. T. In: IEEE J. Quantum Electronics. QE—10 (1974) 3. S. 372—375.
41. Аблеков В. К., Денисов В. Н., Любченко Ф. Н. Справочник по газодинамическим лазерам. М.: Машиностроение, 1982.
42. Абильтситов Г. А., Велихов Е. П., Голубев В. С. и др. Мощные газоразрядные CO₂-лазеры и их применение в технологии. М.: Наука, 1984.
43. *Итоги науки*/Под ред. Мириманова Р. Г. Радиотехника, т. 14, ч. I, 1978
44. *Siemens telecom report*. Vol. 6, Okt. 1983.
45. *Single — mode lasers for optical communications*/Botez O. In: Proc. IEEE. 129. I (1982) 6. S. 237—251.
46. *Single — frequency semiconductor lasers*/ Bell T. E. In: IEEE Spectrum. 20 (1983) 12. S. 38—45.
47. *Quantum — Well Heterostructure Lasers*/Holonyak N., Kolbas R. M., Duputs R. D., Dapkus P. D. In: IEEE J. Quantum Electronics. QE — 16 (1980) 2. S. 170—185.
48. *Conference Proceedings 10th European Conference on Optical Communication*. Sept. 3—6, 1984.
49. *Инжекционные лазеры*//Труды ФИАН, т. 141. М.: Наука, 1983.
50. *Semiconductor Lasers and Heterojunction LED's*/Kressel H., Butler J. K. New York: Academic Press, 1977.
51. *InGaAsP laser diodes*/Gregory H. O. In: SPIE. 244 (1980). S. 113—121. InGaAsP—Laserdioden.
52. *Heterostructure lasers*/Gasey H. C. New York: Academic Press, 1978.
53. *Halbleiter—Laser*/Rieck H. Karlsruhe: Braun, 1967.
54. *Halbleiter—Injektionslaser*/Grote N. In: Physik in unserer Zeit. 8 (1977) 4. S. 103—114.
55. *Der Halbleiterinjektionslaser und seine Anwendung*/Frahm J., Junge K. In: radio fernsehen elektronik. 28 (1979) 2. S. 71—75; 178—183.
56. *Recent Progress in Semiconductor Lasers*/Nannichi Y. In: Jap. Journ. Appl. Phys. 16 (1977) 12. S. 2089—2102.
57. *Recent Advances in Lead—Chalcogenide Diode Lasers*//Appl. Phys. 20 (1979) 2. S. 189—206.
58. *Dye Lasers*/Schäfer F. P. Berlin (West). Heidelberg. New York: Springer—Verlag. 1977.
59. *Physics of dye lasers*/Shank C. V. In: Rev. Mod. Phys. 47 (1975) 3. S. 649—657.
60. *Laser für ultrakurze Lichtimpulse*/Hermann J., Wilhelm B. Berlin: Akademie—Verlag, 1984.
61. *Tunable distributed—feedback dye laser*/Shank C. V., Bjorkholm J. E. In: Appl. Phys. Lett. 18 (1971). S. 395—396.
62. *Tunable picosecond pulse generation by one N₂ — laser pumped self—switched distributed—feedback dye laser*/Bor. Zs. In: IEEE J. Quant. Electr. QE—16 (1980). S. 517—520.
63. *Generation of continuously tunable IR radiation by means of difference—frequency mixing of nitrogen—laser and dye—laser radiati-*

on in LiIO_3 /König R., Rosenfeld A., Ngvy Hum, Mory S. In: Opt. Comm.—24 (1978). S. 190—194.

64. Raman frequency shifting: A simple efficient way to VUV and IR generation/Brink D. J., Proch D., Basting D., Hola K., Lokai P. In: Laser und Optoelektronik. 14 (1982). S. 41—48.

65. Progress in Tunable Lasers/Welling H., Fröhlich D. In: Festkörperprobleme. 19 (1979). S. 403—425.

66. First Operation of a Free—Electron Laser/Deacon D. A. G. a. o.—In: Phys. Rev. Lett. — 37 (1977) 16. — S. 892—894.

67. The Free Electron Laser/Washington: National Academy Press; 1982.

68. Free — Electron Lasers and their Applications/Dobiasch P. u. a — In: Optics and Lasers in Engineering. 4 (1983) 2. S. 91—119.

69. The Free—Electron Laser/Renieri A. In: Endeavour. 8 (1984) 1. S. 35—43.

70. Der Free—Electron Laser/Langhoff H. In: Physik in unserer Zeit. 13 (1983) 3. S. 87—93.

71. Lasera electrons libres sur anneau de stockage dans le domaine visible/Bulardon M. In: J. Optics 15 (1984) 4. S. 254—261.

72. New sources of high — power coherent radiation/Sprangle P., Coffey T. In. Physics today. 37 (1984) 3. S. 44—52.

73. Special issue on free—electron laser/In: Proc. IEEE Journal of Quantum Electronics QE — 19 (1993) 3.

74. Гудзенко Л. И., Яковенко С. И. Плазменные лазеры. М.: Атомиздат, 1978.

75. New Laser Systems/Silfvast W. T., Wood O. R. In: J. de Physique. 41 (1980) 11. S. C9—439—C9—444.

76. Recombination Lasers in the Vacuum Ultraviolet/Silfvast W. T., Wood O. R. In: Laser Techniques for Extrême Ultraviolet Spectroscopy. New York: American Institute of Physics, 1982.

77. Possibilities of Amplification of Ultraviolet and Soft X—Ray Radiation in a Recombining Plasma/Boiko V. A. In: J. Quantum Electr. JQE — 20 (1984) 3. S. 206—217.

78. Recombination laser transitions in expanding plasmas of Mg, Ca, Cu, Zn, Ag, Cd, In, Sn, Pb, and Bi/Silfvast W. T., Wood O. R. In: Optics Letters 7 (1982) 1. S. 34—36.

79. Chemical and Gasdynamic Lasers/Ultee C. J. In: Laser Handbook/hrsg. von Stith M. L. Amsterdam: North—Holland Publishing Co., 1979.

80. Башкин А. С., Игишин В. И., Ораевский А. Н., Щеглов В. А. Химические лазеры. М.: Наука, 1982.

81. Mode—locking of lasers/Smith P. W., Duguay M. A., Ippen E. P. — Oxford: Pergamon Press, 1974.

82. Generation and measurement of optical pulses as short as 16 fs/Fujimoto J. G., Weiner A. M., Ippen E. P. In: Appl. Phys. Petters. 44 (1984) 9. S. 832—834.

83. ABS der Optik/hrsg. von Mutze K. Leipzig: VEB F. A. Brockhaus Verlag, 1961.

84. Principles of Optics/Born M., Wolf W. — Oxford: Pergamon Press, 1968.

85. Optical constants and reflectance and transmittance of evaporated aluminium in the visible and ultraviolet/Hass G., Waylonis J. E. In: J. Opt. Soc. Am. 51 (1961) 7. S. 719—722.

86. The optical constants of silver, gold, copper and aluminium.

- I. The absorption coefficient χ /Schulz L. G. In: J. Opt. Soc. Am. 44 (1954) 5. S. 357—362.
87. The optical constants of silver, gold, copper and aluminium. I. The absorption coefficient χ /Schulz L. G. In: J. Opt. Soc. Am. 44 (1954) 5. S. 362—368.
88. The optical constants of silver, gold, copper and aluminium. II. The index of refraction n /Schulz L. G., Tangherlini F. R. In: J. Opt. Soc. Am. 44 (1954) 5. S. 362—368.
89. Optical constants of metals in the infrared/Beattie J. R. — In: Phil. Mag. 46 (1955) 373. S. 235—245.
89. The optical constants of a single crystal of germanium/Avery D. G., Glegg P. L. In: Proc. Phys. Soc. B66 (1953) 6. S. 512—513.
90. Кузель В. А. Отражение света. М.: Наука, 1973.
91. Федоров Ф. И., Филипов В. В. Отражение и преломление света прозрачными кристаллами. Минск: Наука — Техника, 1976.
92. Refractive indices of ammonium dihydrogen phosphate and potassium dihydrogen phosphate between 2000 Å and 1,5 μm /Zernike F. J. Opt. Soc. Am. 54 (1964) 10. S. 1215—1220.
93. Справочник по лазерам//Пер. с англ. Под редакцией А. М. Прохорова, т. I. — М.: Советское радио, 1978.
94. Measurement of the refractive indices of several crystal/Bond W. L. In: J. Appl. Phys. 36 (1965) 5. S. 1674—1677.
95. Large nonlinear optical coefficients and phase matched second harmonic generation in LiIO_3 /Nath G., Hausühl S. In: Appl. Phys. Lett. 14 (1969) 5. S. 154—156.
96. Refractive index as a function of temperature in LiNbO_3 /Boyd G. D., Bond W. L., Carter H. L. In: J. Appl. Phys. 38 (1967) 4. S. 1941—1943.
97. Synthetic proustite (Ag_3AsS_3): A new crystal for optical — mixing/Hulme K. F., Jones O., Davis P. H., Hobden M. V. In: Appl. Phys. Lett. 10 (1967) 4. S. 133—135.
98. Report Contract DA 36—039—SG—71 131/Caldwell R. S. — Purdue University, 1958.

К главе 3

1. Шуберт М., Вильгельми Б. Введение в нелинейную оптику. Пер. с немецкого. Под ред. М. А. Ковнера. — М.: Мир, ч. 1, 1973; ч. 2, 1979.
2. Nichtlineare Optik/Paul H. (WTB Nr. 99, 100) Berlin: Akademie-Verlag, 1973.
3. Nonlinear Optics/hrsg. von Harper P. G., Wherrett B. S. — London: Academic Press, 1977.
4. Quantum Electronics/hrsg. von Rabin H., Tang C. L. — New York: Academic Press, 1975, Bd. I.
5. Quantum Electronics/Yariv A. New York, London, Sydney: John Wiley & Sons Inc., 1968.
6. Handbook of Lasers/hrsg. von Pressley R. J. Cleveland: The Chemical Rubber Co., 1971.
7. Nonlinear Infrared Generation/hrsg. von Shen. Y.—R. — Berlin (West), Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 1977.
8. Nonlinear Optics of free atoms and molecules/Hanna C., Yuratic M. A., Cotter D. — Berlin (West), Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 1979.
9. Нелинейная спектроскопия. Под ред. Н. Бломбергена/Пер. с англ. Под ред. С. А. Ахматова. — М.: Мир, 1979.

10. *Сверхкороткие световые импульсы*. Под ред. С. Шапиро/Пер. с англ. Под ред. С. А. Ахманова. — М.: Мир, 1981.
11. *Ярив А.* Введение в оптическую электронику. — М. Высшая школа, 1983.
12. *Дмитриев В. Г., Тарасов Л. В.* Прикладная нелинейная оптика, 1982.
13. *Introduction to nonlinear laser spectroscopy/Levenson M. D.* New York: Academic Press, 1982.
14. *Physical Properties of Crystals/Nye J. F.* London: Oxford Press, 1960.
15. *Никогосян Д. Н.* Кристаллы для нелинейной оптики//Квантовая электроника, 1980. Т. 4. С. 5—26.
16. *Neue Serie, Gruppe III, Band 2/Landolt—Bornstein.*—Berlin (West). Heidelberg. New York: Springer—Verlag, 1969.
17. *Coupled—Mode Theory for Guided—Wave Optics/Yakiv A.* In: J. Quantum Electron 9 (1973) 9. S. 919—933.
18. *Integrated Optics and new wave phenomena in optical waveguides/Tien P. K.* In: Rev. Mod. Phys. 49 (1977) 2. S. 361—420.
19. *Nonlinear optical phase—matching properties of KTiOPO₄/Liu Y. S. u a.* In: General Electric Technical information Series Nr. 82RD016, Febr. 1982.
20. *Quantum Technology Data Sheet 716/Mai, 1983.*
21. *KTP—ein neuer Kristall für Nd—YAG—Laser/Bing R.* In: Laser und Optoelektronik. 16 (1984) 1. S. 54.
22. *Material for optical harmonic generation/Adhav R. S.* — In: Laser Focus — 19 (1981) 6. — S. 73—76
23. *Measurement of ultrafast phenomena in the femtosecond time domain/Shank C. V.* — In: Science. — 219 (1983) 3. — S. 1027—1031.
24. *Фишер Р., Ремпель С.* Деформация автокорреляционной функции и ее восстановление//Изв. АН СССР. Сер. физ., 1985. Т. 49. № 7. С. 1442—1449.
25. *Imaging with short optical pulses/Diels J. — C., Fontane J. J.* — In: Optics and Lasers in Engin. — 4 (1983) 2. — S. 145—165.
26. *Parametric generation of tunable picosecond pulses in the medium infrared using AgGaS₂ crystals/Elsaesser T., Seilmeier A., Kaiser W.* — In: Appl. Phys. Lett. — 44 (1984) 4. — S. 383—385.
27. *Tunable —ultraviolet generation by sum — frequency mixing/Dunning D. F.* — In: Laser Focus. — 14 (1978) 5. — S. 72—76.
28. *Воронин Э. С., Стрижевский В. Л.* Параметрическое преобразование инфракрасного излучения с повышением частоты и его применение//УФН, 1979. Т. 127. В. 1. С. 99—133.
29. *Фишер Р., Кулевский Л. А.* Оптические параметрические генераторы света (обзор)//Квантовая электроника, 1977. Т. 4, № 2. С. 245—289.
30. *Generation of picosecond light continua by parametric fourphoton interactions in liquids and solids/Penzkofer A., Kaiser W.* — In: Optical Quantum Electron. — 9 (1977) 2. — S. 315—349.
31. *Erzeugung von frequenzveränderlicher kohärenter VUV—Strahlung/Wallenstein R.* In: Laser und Optoelektronik. 14 (1982) 3. S. 29—39.
32. *Tunable XUV radiation generated by nonresonant frequency tripling in Neon/Lago A., Wallenstein R.* In: Optics Commun. 49 (1984) 4. S. 297—301.
33. *Generation of 35,5 nm coherent radiation/Bokor J., Bucksbaum P. H., Freeman R. R.* — In: Optics Letters. 8 (1983) 4. S. 217—219.
34. *Raman—Frequenzverschiebung: Ein einfacher und wirkungsvol-*

ler Weg zu VUV—und IR—Strahlung/Brink D. J., Proch D., Basting D., Hohla K., Lokai P. In: Laser und Optoelektronik. 14 (1982) 3. S. 41—48.

35. *High—efficiency pulse compression with intracavity Raman oscillators*/Frey R., De Martina A., Pradere F.—In: Optics Letters. 8 (1983) 8. S. 437—439.

36. *High—efficiency laser pulse compression by stimulated Brillouin scattering*/Damzen M. J., Hutchinson M. H. R. In: Optics Letters. 8 (1983) 6. S. 313—316.

37. *The Three—Wave Interaction in Nonlinear Optics*/Enns R. H., Rangmekar S. S.—In: Phys. Stat. Sol. (b) 94 (1979) 1. S. 9—28.

38. *Raman Spectroscopy*/Long D. A.—New York: McGraw—Hill Book Co., 1977.

39. *Proceedings of the sixth international conference on Raman spectroscopy*/hrsg. von Schmid E. D. u. a. Bangalore, 1978. London: Heyden, 1978.

40. *Third—Order Optical Susceptibilities of Liquids and Solids*/Helwarth R. W.—In: Progr. Quantum Electron. 5 (1977) 1. S. 1—68.

41. *The ultrafast optical Kerr shutter*/Dugnay M. A. In: Progr. in Optics. 19 (1976). S. 163—193.

42. *Laser für ultrakurze Lithimpulse*/Herrmann J., Wilhelmi B.—Berlin: Akademie—Verlag, 1984.

43. *Solitons in optical fibers*/Mollenauer L. F. u. a. In: Laser Focus. 18 (1982) 4. S. 193—198.

44. *Femtosecond white—light continuum pulses*/Fork R. L. u. a. In: Optics Letters. 8 (1983) 1. S. 1—3.

45. *Optical fiber telecommunications*/Stolen R. H.—hrsg. von Müller S. E.—New York: Academic Press, 1979. S. 125—150.

46. *Nonlinear integrated optics*/Sohler W. In: New directions in guided wave and coherent optics/hrsg. von Ostrowsky D. Den Haag. N. Naphoff. 1984. S. 449—479.

47. *Parametric amplification and oscillation*/Suche H. In: New directions in guided waves and coherent optics/hrsg. von Ostrowsky D. Den Haag: N. Naphoff, 1984. S. 481—494.

48. *Fiber Raman—Laser*/Stolen R. H.—In: Fiber and Integrated Optics 3 (1980) 1. S. 21—51.

49. *Nonlinear Optics in fibers and near infrared frequency conversion*/Lin Ch. In: SPIE—355 (1983). S. 17—26.

50. *Stimulated Brillouin scattering in monomode optical fiber*/Cotter D. In: J. Opt. Commun. 4 (1983) 1. S. 10—19.

51. *Demonstration of image transmission through fibers by optical phase conjugation*/Dunning G. J., Lind R. C. In: Optics Letters. 7 (1982) 11. S. 558—560.

52. *Generation and measurement of optical pulses as short as 16 fs*/Fujimoto J. G. u. a. In: Appl. Phys. Lett. 44 (1984) 9. S. 832—834.

53. *The soliton laser*/Mollenauer L. F., Stolen R. H.—In: Optics Letters. 9 (1984) 1. S. 13—15.

54. *Signal transmission by optical solitons in monomode fibers*/Hasegawa A. u. a. In: Proc. IEEE. 69 (1981) 9. S. 1145—1150.

55. *Nonlinear optical techniques for surface studies*/Shen Y. R. In: Novel materials and techniques in condensed matter. Paris: Elsevier, 1982. S. 193—207.

56. *Optique non lineaire et surfaces*/Richard D. In: Ann. Phys. (Paris). 8 (1983) 2. S. 273—300.

57. *Nonlinear optical probes at interfaces*/Heinz T. F., Tom H. W. K., Shen Y. R. In: *Laser Focus*. 19 (1983) 5. S. 111—115.
58. *Laser Spectroscopy VI*/hrsg. von Weber H. R., Luthi W. Berlin (West), Heidelberg, New York: Springer—Verlag, 1983. S. 286—309.
59. *Optical bistability*/Smith S. D., Abraham E. — In: *Advances in Laser spectroscopy*. New York: Plenum Press, 1983. S. 369—380.
60. *Optical bistable devices: the basic components of all — optical computers*/Gibbs H. M., McCall S. L., Venkatesan T. N. C. In: *Optical Engin.* 19 (1980) 4. S. 463—468.
61. *Optische Bistabilität: Ein Weg zum optischen Computer?*/Sorsel A., Meystre P. In: *Phys. Blätter*. 40 (1984) 6. S. 143—148.
62. *Progress in bistable optical devices*/Garmire E. Jn: *SPIE*. 176 (1979). S. 12—16.
63. *Dynamic nonlinear optics in semiconductors*/Miller D. A. B. In: *Laser Focus*. 19 (1983) 7. S. 61—68.
64. *Quasi — two dimensional excitons in GaAs/GaAlAs semiconductor multiple quantum — well structures*/Chemla D. S. In: *Helv. Phys. Acta*. 56 (1983) 2. S. 607—637.
65. *Optical bistability using semiconductor materials*/Fischer R. In: Conference—Proceedings «International School on Coherent Optics». Jena, 1985. S. 18—23.
66. *On the physical limits of digital optics switching and logic elements*/Smith P. W. In: *BSTJ*. 61 (1982) 8. S. 1975—1993.
67. *Optical phase conformation*/hrsg. von Fisher R. A. — New York: Academic Press, 1983.
68. *Active optics: A new technology for the control of light*/Hardy J. W. In: *Proc. IEEE*. 66 (1978) 2. S. 651—697.
69. *Nonlinear optical phase conformation*/In: *Optical Engin.* 21 (1982) 2. S. 156—280.
70. *Coherent light amplification and phase conformation with photo-refractive materials*/Günter P. In: *J. de Phys.* 44 (1983) 4. C2—141—C2—147.
71. *Image projection with nonlinear optics*/Levenson M. D., Chiang K. In: *IBM J. Res. Develop.* 26 (1982) 2. S. 160—170.
72. *Can phase conjugate resonators enhance laser performance?*/Giuliano C. R. u. a. In: *Laser Focus*. 19 (1983) 2. S. 117—122.
73. *Nonlinear adaptive optics*/Giuliano C. R. In: *Agard Conference Proceedings*, Nr. 300, 1981, S. 35/1—35/13.
74. *Laserspektroskopie*/Letochov W. S. In: *WTB* Nr. 165. Berlin: Akademie—Verlag, 1977.
75. *Grundlagen und Techniken der Laserspektroskopie*/Demtröder W. — Berlin (West), Heidelberg, New York: Springer—Verlag, 1977.
76. *Laser in der Chemie* (Köpf U. — Frankfurt/M.: Otto Salle Verlag, 1980.
77. *Frequency modulation spectroscopy*/Bjorklund G. C., Levenson M. D., Lench W. In: *Appl. Phys. B* 32 (1983) 1. S. 145—152; *SPIE* — 286 (1981), S. 153—159.
78. *Photoacoustic Spectroscopy*/Rosencwaig A. — In: *Adv. Electron. Electron Physics*. 46 (1978). S. 207—311.
79. *Pulsed optoacoustic spectroscopy of condensed matter*/Patel C. K. N., Tam A. C. In: *Rev. Mod. Phys.* 53 (1981) 3. S. 517—550.
80. Харгунг К., Юргейт Р. Исследование свойств оптотермического приемника. // Квантовая электроника, 1978. Т. 5. № 8. С. 1825—1827; Опт. и спектр, 1979. Т. 6. В. 6. С. 1169—1172.

81. *Optogalvanic spectroscopy*/Goldsmith J. E. M., Lawler J. E. — In: *Contemp. Phys.* 22 (1981) 1. S. 235—248.
82. *Elektronisch gesteuerte, absolute Wellenlangeneichung von Impulsfarbstofflasern*/Michailow E. u. a. In: *Feingeratetechnik.* 31 (1982) 6. S. 251.
83. *Optogalvanische Spektroskopie*/Behrens H. O., Guthöhrlein G. H., Hähner B. — In: *Laser und Optoelektronik.* — 14 (1982). 1. — S. 27—30.
84. *Laser excited atomic fluorescence spectrometry with electrothermal atomizer—a method for sub-ppb element analysis*/Tilch J., Pätzold H. J., Falk H., Schmidt K. P. In: *Coll. Spectr. Int.* 24 (1985). S. 324—325.
85. *Progress in Tunable Lasers*/Welling H., Fröhlich D. — In: *Festkörperprobleme.* 19 (1979) S. 403—425.
86. *Spectroscopy on localized and cooled ions*/Toschek P. E., Neuhauser W. In: *Atomic Physics.* 7. (1981). S. 529—552.
87. *Coherent spectroscopy on single atomic system*/Dehmelt H. In: *J. de Phys.* 42 (1981) 12. S. C8—299—C8—305.
88. *Einzelne Ionen für die dopplerrfreie Spektroskopie*/Toschek P. E., Neuhauser W. In: *Phys. Bl.* 36 (1980) 1. S. 198—202.
89. *Nichtlineare kohärente Raman — Spektroskopie*/Kiefer W. — In: *Laser und Optoelektronik.* — 15 (1983) 3. — S. 213—228.
90. *The measurement and analysis of heterogeneous emission by multifrequency phase and modulation fluorometry*/Jameson D. M., Gratto E., Hall R. D. In: *Appl. Spectr. Rev.* 20 (1984) 1. S. 55—106.
91. *Vibrational dynamics of liquids and solids investigated by picosecond light pulses*/Laubereau A., Kaiser W. In: *Rev. Mod. Phys.* 50 (1978) 3. S. 607—665.
92. *Picosecond Spectroscopy: Methods and Applications*/Von der Linde D. In: *Festkörperprobleme.* 19 (1979). S. 387—403.
93. *Femtosecond spectroscopy and chemistry*/Shank C. V., Greene B. I. In: *J. Chem. Phys.* 87 (1983) 1. S. 732—734.
94. *Picosecond phenomena*/hrsg. von Eisenthal K. B. u. a. Berlin (West), Heidelberg, New York: Springer—Verlag, 1982.
95. *New experiments in femtosecond condensed matter spectroscopy*/Shank C. V., Hirlimann C. In: *Helv. Phys. Acta.* 56 (1983) 2. S. 373—381.
96. *Laser vaporization in atomic spectroscopy*/Dittrich K., Wenrich R. In: *Prog. analyt. atom. Spectrosc.* 7 (1984) 2. S. 139—198.
97. *Летохов В. С., Мур С. Б. Лазерное разделение изотопов*//*Квантовая электроника*, 1976, Т. 3. № 2. С. 248—286; № 3. С. 485—516.
98. *Летохов В. С. Селективное действие лазерного излучения на вещество*//*УФН*, 1978, Т. 125. В. 1. С. 57—96.
99. *Isotopentrennung durch Laser — Photochemie*/Gusten H. In: *Physik in unserer Zeit.* 11 (1972) 2. S. 33—43.
100. *Chemical—Laser—Induced Isotopically Selective Reaction of HCl*/Arnoldi D., Kaufmann K., Wolfram J. In: *Phys. Rev. Lett.* 34 (1975) 26. S. 1597—1600.
101. *Басов Н. Г., Ораевский А. Н., Панкратов А. В. О кинетике лазерохимических реакций*//*Квантовая электроника*, 1976, Т. 3. № 4. С. 814—822.
102. *Infrared laser specific reactions involving boron compounds. Trimerisation of tetrachlorethylene sensitized by boron trichlorid*/Bachmann H. R., Rinck R., Nöth H., Kompa K. L., In: *Chem. Phys. Lett.* 45 (1977). S. 169—171.
103. *Collisionless Multiphoton Dissociation of SF₆: A Statistical*

Thermodynamic Process/Black J. G., Yablonovitch E., Bloembergen N. In: Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 20. S. 1131—1134.

104. Васильев Б. И., Вишняков Н. А., Галочкин В. Т. и др. — Сравнение эффективности возбуждения различных типов колебаний молекулы CCl_4 в мощном ИК поле. // Письма в ЖЭТФ, 1979, Т. 30. В. 1. С. 29—32.

105. Летохов В. С. Нелинейные селективные фотопроцессы в атомах и молекулах, — М.: Наука, 1983.

106. Spectral characteristics of the SF_6 molecules excitation by a strong IR laser field at continuously tuned radiation frequency/Alimipiev S. S. u. a. In: Optics Commun. 31 (1979). S. 309—312.

107. Resonance structure of multiple-photon excitation in symmetric and asymmetric tops/Borsella E. u. a. In: Chem. Phys. Lett. 101 (1983) S. 86—92.

108. Infrared Laser photochemistry of Silane/Deutsch T. F. — In: J. Chem. Phys. 70 (1979) 3. S. 1187—1192.

109. Князев И. Н., Кудрявцев Ю. А., Кузьмина Н. П., Летохов В. С. Изотопически-селективная фотодиссоциация молекул CF_3I при многофотонном колебательном и последующем электронном возбуждении лазерным излучением. // Журн. эксперим. и теорет. физ., 1979. Т. 76. В. 4. С. 1281—1292.

110. Photofragment fluorescence following ultraviolet laser multiphoton excitation/Flotakis C. In: Optical Engin. 22 (1983) 5. S. 554—557.

111. UV—Photolyse von Naphtalen mittels Excimerlasers/Winkelmann G. u. a. In: Zeitschrift fur Chemie. 23 (1983) 11. S. 417—418.

112. Deposition of Chromium films by multiphoton dissociation of chromizim hexacarbony/Mayer T. M., Fisanick G. J., Eichelberger IV, T. S. In: J. Appl. Phys. 53 (1982) 12. S. 8462—8469.

113. Aus: Laser Focus. 15 (1979) 7. S. 28.

114. Summary Abstract: Laser—induced chemical etching of metals and semiconductors/Houle F. A.; Chuang T. J. In: J. Vac. Sci. Technol. 20 (1982) 3. S. 790—791.

115. Laser etching of inorganic materials/Chuang T. J — In: International Conference of Laser Processing and Diagnostics Applications in Electronics Materials. Linz, 1984.

116. Dynamics of Ablative Photodecomposition of Polymer Films/Srnivasan R. — In: International Conference of Laser Processing and Diagnostics Applications in Electronics Materials. Linz, 1984.

117. Laser photochemical processing for microelectronics/Ehrlich D. J. u. a. In: Japan J. Appl. Phys. 22 (1983). S. 161—166.

118. IR—Laser Photo—Assisted Deposition/Hanabusa M., Kikueki H., Iwanga T. In: International Conference on Laser Processing and Diagnostics Applications in Electronics Materials. Linz, 1984.

119. Creation and detection of free—radical intermediated in silicon etching by laser excitation techniques/Joyse S. A. u. a. In: International Conference on Laser Processing and Diagnostics Applications in Electronics Materials. Linz, 1984.

120. Laser Microphotochemistry for use in solid—state electronics/Ehrlich D. J., Osgood R. M., Deutsch T. F. jr. In: IEEE. J. of Quantum Electr. QE—16 (1980). S. 1233—1243.

121. Summary Abstract: Growth of Si and Ge thin films by laser—induced chemical vapor deposition/Andreatta R. W. u. a. In: J. Vac. Sci. Technol. 20 (1982). S. 740—741.

122. Surface—catalyzed photochemical reactions of physisorbed molecules/Chen C. J., Osgood R. M. In: Appl. Phys. A31 (1983). S. 171—182.

123. *Physics of laser photochemical writing*/Gilgen H., Chen C. J., Krchnavek R., Osgood R. M. In: International Conference on Laser Processing and Diagnostics Applications in Electronic Materials. Linz, 1984.
124. *New chemical mechanisms und solid state device applications*/Ehrlich E. J., Tsao J. Y.—In: International Conference on Laser Processing and Diagnostics Applications in Electronics Materials. Linz, 1984.
125. *Silane purification via laser—induced chemistry*/Clark J. H., Anderson R. G. In: Appl. Phys. Lett. 32 (1979) 1. S. 46—49.
126. Амбарцумян Р. В., Горохов Ю. А., Григорович С. Л. Очистка веществ в газовой фазе ИК лазерным излучением.//Квантовая электроника, 1977. Т. 4, № 1. С. 171—173.
127. О механизме лазерохимических реакций/Oraevsku A. N., Pankratov A. B. In: Preprint. 37 (1979). — Moskva: Lebedev—Institut.
128. Крюков П. Г., Летохов В. С., Матвеев Ю. А. и др. Селективное двухступенчатое возбуждение электронного состояния органических молекул в водном растворе пикосекундными импульсами света.//Квантовая электроника, 1978. Т. 5, № 11. С. 2490—2492.
129. *Biological Effects of Laser Radiation*/Fine S., Klein E. In: Adv. Medic. Biol. Phys. 10 (1965). S. 149—226.
130. *Tunable Lasers and Applications*/hrsg. von Mooradian A., Jaeger T., Stokseth P. Berlin (West), Heidelberg, New York: Springer—Verlag, 1976.
131. *Verwendung von Farbstofflasern bei der spektralen Erforschung der Fotoreaktivierung von Mikroorganismen*/Anders A., Lamprecht I., Laskowski W., Yasui A. In: Laser+Elektrooptik. 8 (1976) 1. S. 22—24.
132. *Fast Raman Spectroscopy of Cytochrome c using Intracavity Resonance Raman Amplification*/Fabian H., Lau A., Werncke W., Lenz K. In: Chem. Phys. Lett. 48 (1977) 3. S. 607—610.
133. *Nichtlineare Absorption des Chlorophyll — a in vitro und in vivo*/Leupold D., Voigt B., Mory S., Hoffmann P. 3. Int. Lasertagung ILA — 3, Dresden, 28.3. bis. 1.4.1977. Vortrag K 48.
134. *Oxygen Recombination Kinetics following Laser Photolysis of Oxyhemoglobin*/McCray, J. N. In: Biochem. Biophys. Res. Comm. 47 (1972) 1. S. 187—193.
135. *Laser in der experimentellen Zellforschung*/Rieske E., Gross G. W., Kreutzberg G. W. In: Laser+Elektrooptik. 9 (1972) 2. S. 44—45.
136. *Messung der Übertragungseigenschaften einzelner Sehzellen der Fliege mittels LED*/Enger E., Smola U. In: Laser+Elektrooptik. 9 (1977) 2. S. 47—51.
137. *New Laser System used in Biomedical Studies*/N. N.: Spectra Physics Laser Review. In: Laser Focus. 13 (1977) 6. S. 19—20.
138. *Laser Focus*. 12 (1976) 7. S. 26.
139. *Der vollautomatische elektrooptische Analysator LARCTM für weiße Blutkörperchen* (Corning Glass Works)/N. N. In: Laser+Elektrooptik. 5 (1973) 3. S. 22—23.
140. *The Laser in Fluorescent Microscopy or Watch that Lymphocyte*/Bergquist R. In: Electro—Optical Systems Design. 6 (1974) 7. S. 24—27.
141. *Laser in der Biologie*/Callahan P. S. In: Laser+Elektrooptik. 7 (1975) 2. S. 38—39.
142. *Farbstofflaser — neue spektroskopische Lichtquellen für Wissenschaft und Technik*/König R., Dietel W., Grassme W. — In: Feingerate-technik. 27 (1978) 7. S. 313—316 und 28 (1978) 9. S. 402—405.

143. *Laser Microprobe Mass Analysis of Organic Materials*/Hillenkamp F., Unsöld E., Kaufmann R., Nitsche R. In: *Nature*. 256 (1975) 7. S. 119—120.
144. *Laser Fluorescence Analysis of Chromatograms: Sub-Nanogram Detection of Aftaloxins*/Berman M. R., Zare N. R. In: *Analytical Chemistry*. 47(1975)7. S. 1200—1201.
145. *Microspectro Fluorometry*/Kohen E., Thorell B., Kohen C., Salmon J. M. In: *Adv. Biol. Med. Phys.* 15(1974)6. S. 271—297.
146. *Kinetics of H-D-Exchange in Adenosin-S-P, Adenosin-3'5' - P and Loly - Riboadenyl-Acid* studied by Laser-Raman-Spectroscopy/Thomas G. J., Liramenio J. In: *Biochemistry*. 14(1974)11. S. 5210—5217.
147. *Pulsed Tunable Lasers in Cytofluorometry*/Sacchi C. A., Svelio O., Prinna G. In: *Histochem. J.* 6 (1974) 5. S. 251—258.
148. *Time Resolved Spectroscopy of Hemoglobin and its Complexes with Subpicosecond Optical Pulses*/Shank C. V., Ippen E. P., Bersolm J. In: *Science*. 193(1976)7. S. 50—51.
149. *Rapid Structural Changes in Human Hemoglobin* studied by Laser Photolysis/Alpert B., Banerjee R., Linquist L. In: *Biochem. Biophys. Res. Commun.* 46(1972)1. S. 913—918.
150. *Laser 77 Optoelectronics*/hrsg. von Waidelich W. — In: *Conf. Proc., IPC Science and technology press*, 1977.
151. *Varied Laser Techniques and Diagnoses of Disease and Malfunction of the Eye*/Wolbarsht M. L., Riva C. E. In: *Laser Focus*. 12(1976) 12. S. 30.
152. *Blood-flow Measurement*/Riva C. E. — In: *Laser Focus*. 12 (1976)12. S. 34.
153. *Medizinische Anwendungen von Lasern in Japan*/Sakurai Y. In: *Laser + Elektrooptik*. 4(1972)2. S. 51—52.
154. *Die Kompensation der Phasenaberration bei grauem Star mit Hilfe der Holografie*/David-Miller M. D., Zuckermann J. L., Reynolds G. O. In: *Laser + Elektrooptik*. 5(1973)4. S. 46—47.
155. *Krebsfrüherkennung mit der Kombination Bronchoskop-Glasfaserkabel*/Huth G. C. In: *Laser + Elektrooptik*. 10(1978)2. S. 35.
156. *Lasers in Photomedicine and Photobiology*/hrsg. von Pratesi R., Sacchi C. A. In: *Springers Series in Optical Sciences*, Vol. 22; Berlin (West), Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 1980.
157. *Lasers in Biology and Medicine*/hrsg. von Hillenkamp F., Pratesi R., Sacchi C. A. — New York, London: Plenum Press, 1980.—S. 209—224.
158. *Optical-Microwave Double Resonance Spectroscopy of In Vivo Chlorophyll*/Clarke R. H., Jaganathan S. P., Leenstra W. R. In: *Lasers in Photomedicine and Photobiology*/hrsg. von Pratesi R., Sacchi C. A.; *Springers Series in Optical Sciences*, Vol. 22; Berlin (West), Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 1980.
159. *Picosecond Fluorometry of the Exciton Diffusion in Green Plant Antenna Chlorophyll*/Rubin L. B., Paschenko V. Z., Rubin A. B. In: *Lasers in Photomedicine and Photobiology*/hrsg. von Pratesi R., Sacchi C. A.; *Springers Series in Optical Sciences*, Vol. 22; Berlin (West), Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 1980.
160. *Fluorescence Activated Cell Sorting*/Bonner W. A., Hulett H. R., Sweet R. G., Herzenberg L. A. In: *Rev. Sci. Instr.* 43(1972). S. 404—407.
161. *Evaluation of the Chromatin Functional State by Means of Fluorescence Decay Time Analysis*/Bottiroli G., Cionini P. G., Docchio F., Sacchi C. A. In: *Lasers in Photomedicine and Photobiology*/hrsg. von

Pratesi R., Sacchi C. A.; *Springers Series in Optical Sciences*, Vol. 22; Berlin (West), Heidelberg, New York: Springer—Verlag, 1980.

162. *Laser Fluorescence Spectroscopy of Biomolecules*/Anders A. In: *Laser in Photomedicine and Photobiology*/hrsg. von Pratesi R., Sacchi C. A.; *Springers Series in Optical Sciences*, Vol. 22; Berlin (West), Heidelberg, New York: Springer—Verlag, 1980.

163. *A laser fluorimeter for direct cardiac metabolism investigation*/Renault C., Raynai E., Sinet M., Berthier J. P., Godard B., Cornillault J. In: *Optics and Laser Technology*, June 1982. S. 143—148.

164. *Subpicosecond Photodissociation and Time Resolved Spectroscopy of Recombination Processes in Carbonmonoxyhemoglobin*/Martin J. L., Astier R., Migus A., Antonetti A. — In: *Lasers in Photomedicine and Photobiology*/hrsg. von Pratesi R., Sacchi C. A.; *Springers Series in Optical Sciences*, Vol. 22; Berlin (West), Heidelberg, New York: Springer—Verlag, 1980.

165. *Raman Spectroscopic Evidence for the Microenvironmental Change of Some Tyrosine Residues of Lens Proteins in Cold Cataract*/Mizuno A., Ozaki Y., Itoh K., Matsushima S., Iriyama K. In: *Biochem. Biophys. Res. Commun.* 119, No 3, March 30, 1984. S. 989—994.

166. *Laser Speckle for determining Ametropia and Accommodation Response of the Eye*/Muhon N., Rodemann A. In: *Appl. Opt.* IV, 1983. S. 783—787.

167. *Ophthalmic Uses of Lasers*/Wolbarsht M. L. In: *Lasers in Biology and Medicine*/hrsg. von Hillenkamp F., Pratesi R., Sacchi C. A. New York, London: Plenum Press, 1980. S. 401—420.

168. *Quantitation of Rheumatoid Factor by Laser Nephelometry*/Roberts — Thomson P. J., Wernick R. M., Ziff M. In: *Rheumatology Int.* 2(1982). S. 17—20.

169. *Nachweis von Anti — Gammaglobulin — Faktoren mit Hilfe der Laser — Nephelometrie*/Schmolke B., Leyssens N., Forlander K. O. In: *Diagnostik.* 10(1977). S. 865—869.

170. *Plasmaprotein — Bestimmungen durch Laser — Nephelometrie*/Sieber E. In: *Laborpraxis — Laboratoriumsblätter.* 27(1977). S. 109—113.

171. *Symposium on Porphyrin Localization and Treatment of Tumors*/The Clayton Foundation/April 24—28, 1983; Santa Barbara/Calif. (USA).

172. *Thermodynamic Analysis of Laser Irradiation of Biological Tissue*/Halldorsson T., Langerhold J. In: *Appl. Optics.* 17(1978)24. S. 3948—3958.

173. *Laser — Tokyo'81*/hrsg. von Atsumi K., Nimbakul N. In: 4 Kongress der intern. Gesellschaft für Laserchirurgie, Inter Group Corp.; Tokyo, 1981.

174. *Optoelectronics in Medicine*/hrsg. von Waidelich. In: *Conf. Proc. Laser'81*; Springer—Verlag, 1982.

175. *Лазеры в клинической медицине*./Под ред. С. Д. Плетнева. — М.: Наука.

176. *Laser in der Augenheilkunde*/Schroder E. In: *Laser und Optoelektronik.* 15(1983)3. S. 209—212.

177. *Low — Level Lasertherapy — reality or myth?*/Greguss P. In: *Optics and Laser Technol.* 16(1984)2. S. 81—85.

178. *Der Co₂ — Laser in der Neurochirurgie*/Ascher P. W. Wien: Verlag Fritz Molden, 1977.

179. *Die Entwicklung der Lasertherapie in der Urologie*/Mussigang H. München: Werk—Verlag Dr. E. Banaschewski GmbH, 1983.

180. *Die physikalischen und biologischen Wirkungen der Laserstrahlung*

lung/Frankhauser F. In: Klin. Mbl. Augenheilkunde. 170(1977)2. S. 219—227.

181. *Operative Endoscopy*/hrsg. von Demling L., Rösch W. Berlin (West): Acron—Verlag, 1979.

182. *Ophthalmic Lasers*/L'Esperance, F. A. London: C. V. Mosby Co., 1983.

183. *The Laser in Biomedical Applications*/Harris B. B. In: *Electro-Optical Systems Design*. 5(1973)5. S. 20—23.

184. *Inertial Confinement Fusion: Review and Perspective*/Johnson T. H. In: *Proc. IEEE*. 72(1984)5. S. 548—594.

185. *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion*. 23(1983)1. S. 97—119.

186. *An overview of inertial fusion reactor design*/Monsler M. J. u. a. In: *Nuclear Technology*. 1 (1981) 7. 302—358.

187. *Interaction of intense laser radiation with plasma*/Key H. H. In: *Phil. Trans. Roy. Soc. London. A* 300(1981)3. S. 599—612.

188. *Lawrence Livermore Laboratory—Annual report; Laser program*, 1983.

189. *Laser—driven Fusion*/Brueckner L. A., Jorna S. In: *Rev. Mod. Phys.* 46(1974)2. S. 325—367.

190. Прохоров А. М., Анисимов С. И., Пашинин П. П. Лазерный термоядерный синтез//УФН, 1976. Т. 119. В. 3. С. 401—424.

191. Рубенчик А. М. О проблеме термоядерного синтеза//Автометрия, № 5. С. 80—93.

192. *Laser—Kernfusion*/Witkowski S. In: *Physik in unserer Zeit*. 5(1974)5. S. 147—157.

193. *Laser steuern Kernfusion*/Basov N. G. In: *Wissenschaft und Fortschritt*. 29(1979)6. S. 220.

194. *Diagnostics for the Laser Fusion Program—Plasma Physics on the Scale of Microns and Picoseconds*/Attwood D. T. In: *IEEE J. Quantum Electr.* QE—14 (1978)12. S. 909—923.

195. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967.

196. Силин В. П. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. М.: Наука, 1977.

197. In: *Nuclear Fusion*, 19(1979)1. S. 138.

К главе 4

1. *Gegenwart und Zukunft der Werkstoffbearbeitung mit Laserstrahlen*/Illner D. — Tagungsband 48; Suhl: Kammer der Technik, 1978.

2. *Elektrotechnologie*/Conrad H., Krampitz R.—Berlin: VEB Verlag Technik, 1983.

3. *Laser in Elektrotechnologie und Materialbearbeitung*/Nowicki M. — Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft Geest und Portig K. G., 1982.

4. Тихомиров А. Состояние и перспективы лазерной резки//Изв. АН СССР. Сер. физ., 1983. Т. 47. № 8.

5. *Laserstrahltechnologie*/Wiesner P., Herzer H. ZIS—Mitt. Halle 26(1984)1. S. 101—107.

6. *Automatisiertes Laserschweißen von Kleinteilen*/Dane K. ZIS — Mitt. Halle 26(1984)1. S. 93—100.

7. *Laser offers key economics in Heavy section Welding*/Weber J. In: *Weld. J. Miami, Flo.* 62(1983)2. S. 23—26.

8. Величко О. А., Молчан И. В., Моравский В. Э. Современное со-

стояние технологии непрерывной лазерной сварки (Обзор)//Автоматическая сварка, 1977, № 5. С. 44—50.

9. *The laser's other role*/Steen W., Weerasinghe V. In: Weld. Metal. Fabr. Sutton (1983)9. S. 453—457.

10. Миткевич Э. Динамика формирования шва при сварке.//Автоматическая сварка, 1982. № 2. С. 22—25.

11. *Schweißen und Schneiden von Metallen mit dem Laserstrahl*/Sepold G., Rothe R. In: Maschinenmarkt. Würzburg 88 (1982)93. S. 1976—1978.

12. *Möglichkeiten und Grenzen des Schweißens mit Nd. YAG—Lasern*/Sepold G., Buchholz J.—Laser 77, Conference Proceedings; IPC Science and Technology Press, 1977.

13. *Deep penetration welding with high power CO₂—Lasers*/Locke E. u. a. — In: Welding Research Supplement. 5(1972)5.

14. *Laser—Grundlagen und Anwendungen*/Weber H., Herziger G. — Weinheim: Physik—Verlag, 1972.

15. Рыкалин Н. Н., Углов А. А. Расчет нагрева металлов излучением CO₂-лазера.// — Сварочное производство, 1973. № 7. С. 1—3.

16. *Geringer Bauteilverzug beim Schneiden und Schweißen mit CO₂—Laser*/Herbrich H., Weskott D. In: Maschinenmarkt. Würzburg 89(1983)32. S. 6580—6582.

17. Скрипченко А. И., Сурков А. В. Выбор оптимальных параметров пучка для лазерной сварки.//Автоматическая сварка, 1983, № 2. С. 45—48.

18. Величко О. А., Гаращук В. П., Молчан И. В. и др. Сварные швы на стали и титане //Автоматическая сварка, 1974. № 10. С. 19—21.

19. *Temperaturfelder bei der Bestrahlung von Silizium*/Burghardt W., Zscherpe G. In: Feingeratetechnik. Berlin 28 (1979) 2. S. 71—72.

20. *Einsatz von Multi—Kilowatt—Lasern zur Materialbearbeitung*/Amende W., Zechmeister H. In: VDI—Z. Düsseldorf 124(1982)15/16. S. 581—590.

21. Медведовская Л. А., Шур Н. Ф. Оборудование и технология лазерной термической обработки (Обзор).//Металлов. термич. обработка металлов, 1983. № 4. С. 17—28.

22. *Elektronenstrahltechnologie*/Schiller S., Heisig U., Panzer S. Berlin: VEB Verlag Technik, 1977.

23. *Thermische Oberflächenbehandlung mit Hilfe von CO₂—Lasern*/Mehlhorn H., Herzer H. In: Feingeratetechnik. Berlin 32(1986)6. S. 272—275.

24. *Ausgewählte Untersuchungen zur Laserbearbeitung gutegesetzter Nd: YAG—Laser in der Mikroelektronik*/Zscherpe G., Lämmel B. In: Elektr. Berlin 37(1983)3. S. 154—157.

25. *Materialbearbeitung mit Laserstrahl — Voraussetzungen und Anwendungsmöglichkeiten*/Volkenandt H., Zscherpe G. In: die Technik. Berlin 32(1977)6. S. 338—339.

26. *Mikroprozessorgesteuertes Widerstandstrimmsystem Modell 685*. —Prospekt Laser Optronic, 1979.

27. *Laser welding of mild steel at Nirop*, Minneapolis/Metzboewer E. In: Metal. Constr. Cambridge 15(1983)10.

28. *Wirtschaftliches Schneiden mit CO₂—Lasern*/Herbrich H. In: Maschinenmarkt. Würzburg 82(1976)45. S. 974.

29. *Qualitative und wirtschaftliche Aspekte des Schneidens mit CO₂—Lasern*/Herbrich H. In: DSV—Berichte Band 63, Deutscher Verband für Schweißtechnik GmbH; Düsseldorf, 1980.

30. *Laserkontaktieren* in der Mikroelektronik/Weickert F., Bartsch P. In: Feingerätetechnik. Berlin 32 (1983) 10. S. 465—470.
31. *Mit Laser gegen Diamanten*/Hachfeld K. In: Ind.—Anz. 100 (1978) 14. S. 35—36.
32. *Materialabtrag* an Rotoren/Grote K.—H., Remund R. In: Laser + Elektrooptik. 9(1977) 4. S. 19.
33. *Werkstoffbearbeitung* mit Laserstrahlen—Herstellen von Lochern/Pahlitsch G., Eisleben U. In: Strahltechnik IV, DSV—Berichte 26(1973). S. 79—88.
34. *Condition setting method of heat processing utilizing data base system—on Laser surface hardening*/Inoue K., Matsumura S., In: Quart. Journ. Jap. Weld. Soc. Tokyo 1(1983) 2. S. 195—201.
35. *Bearbeitung dünner Metallschichten mit Laserstrahlung*/Wolf R., Zscherpe G. In: Feingerätetechnik. Berlin. 28(1979) 3. S. 109—111.
36. *Wärmebehandlung*, Auftragschweißen und Legieren mit der BOC—Lasieranlage/Prospekt BOC, Industrial Power Beams, Daventry, 1979.
37. *Laser—Applikationsforschung* in VEB Kombinat Lausitzer Glas—ein Rückblick auf ein Jahrzehnt/Städtler L. In: Silikattechnik. Berlin 35(1984) 5. S. 146—148.
38. Горленко О. А., Михеев Т. А. Свойства поверхностей, упрочненных лазерной обработкой. // Физика и химия обработки материалов, 1983, № 6. С. 18—23.
39. *Einsatz von Lasern im Naßbaggerwesen*/Kramer D. — In: Seewirtschaft. — Berlin 8(1976) 9. — S. 533—535.
40. *Anwendung der Lasertechnik im Braunkohletagebauen/Kochrube F., Puschel K., Garbrecht J.* — In: Jenaer Rundschau (1975) 6. — S. 307—309.
41. *Lasers—Today's great levellers in construction*/Kahn M. E. In: World Construction. (1977) 2. S. 22—30.
42. *Elektronisches Nivelliergerät für die Bauwirtschaft*/N. N. In: Beton—und Stahlbetonbau. (1981) 8. A 20.
43. *Unterirdischer Rohrvortrieb und Kleintunnelbau mit Laserorientierung*/Kupper W. In: Bauinformation, Wissenschaft und Technik. 20 (1977) 1. S. 31—32.
44. *Anwendung des Lasermess-technik bei der Zwangsmontage*/Apel P., Sändig H. — J. In: Bauinformation. Wissenschaft und Technik. 23(1980), S. 21—23.
45. *Zwiekszenie dektadności wykonywania prac ziemnych koparkami jednona czyniowymi*/Kuczmarski F., Przychodzien T. — Instytut Mechanizacji Budownictwa, Konferencja naukowa Jednostek Jednoimiennych, Warszawa 3.—4.11.1983.
46. Иванов Ю. И., Мороз А. Г., Генфан Г. С. Применение лазера при монтаже металлоконструкций. // Монтажные и спец. работы в строительстве, 1983. № 6. С. 12—13.
47. *Steuerbares Horizontalbohrgerät für nichtbegehbare Rohrleitungen*/Weber W., Uffmann H. P. In: Tiefbau, Ing. Bau, Straßenbau. 25 (1983) 3. S. 109—112.
48. *Laser in construction mean greater accuracy at lower cost*/Ashley R. K. In: Build. Technol. & Managm. 2 (1983) 7. S. 16—17.
49. *A leseres muszerek epitöipari alkatmazasa*/Karsay F. — Geodeziai es kartografiai Eggeskulet Budapest (Verland der Geodaten und Kartographen); Konferenz «A lezer alkatmazasa a mernokgeodeziaban»

(Laseranwendung in der Ingenieurgeodasie); Budapest, 24—25 September, 1984, Tagungsheft S. 40—60.

50. *Kanalboulaser* 1055 XL und 1155/Prospekte Specta—Physics, 1983.

51. *Kanalboulaser* QL 150, Roto—Laser QL 200 R/Prospekte Quantel Lasertechnik, 1983.

52. *Lasergeräte/Loeffler W.* In: Baugewerbe. 62(1982)23—24. S. 8—16.

53. *The concrete facts about lasers/N. N.* In: Constructioner, S. L. 37(1983)16. S. 36.

54. *Documents concerning the new definition of the metre/Metrologie.* 19(1984). S. 163—178.

55. *Systematische Einflüsse auf die Frequenz von He—Ne/I₂—Lasern/Sommer M., Tschirnich J.* In: Metrologische Abhandlungen des ASMW. 4(1984)1. S. 1—13.

56. *Laseranwendungen in der inertialen Meß— und Navigationstechnik/Nolzapfel W.* In: Laser + Elektrooptik. (1973)3. S. 25—28.

57. *Hochauflösende Interferometrie mit Zweifrequenzlasern/Dorenwendt K., Probst R.* In: PTB—Mitteilungen. 90(1980)5. S. 359—362.

58. *Längenmessung mit Laserinterferometern/Ulrich D.* In: PTB—Mitteilungen. Me—19 (Febr. 1978). S. 19—31.

59. *Interferometer, Interferogrammauswertung, MTF—Messung/Prospekt der Firma Oriel, USA.*

60. *Digital wavefront measuring interferometry: some systematic error sources/Schwider J., Burrow R., Elssner K. — E., Grzanna J., Spolaczyk R., Merrel K.* In: Applied Optics. 22(1983)21. S. 3421—3432.

61. *Elektronische Entfernungsmessung—Prospekt der Firma Eumig.*

62. *Satellitengeodatische Forschungen am Geodynamischen Observatorium Potsdam/Montag H.* In: Vermessungstechnik. 31(1983)6. S. 182—185.

63. *Anwendung von Lasern in der Meßtechnik—eine Übersicht/Felske A.* In: Techn. Messen, atm. 43(1976)9. S. 257—292.

64. *Anwendung der Lichtbeugung in der Langenmeßtechnik/Breitmeier U.* In: Messen und Prüfen/automatik. (1983)6. S. 329—335.

65. *Opto—Elektronische Meß— und Prüfverfahren/Prospekt der Firma Hommelwerke—Diffracto, 1983.*

66. *Optoelektronische Abmessungskontrolle in der Serienfertigung/Auvray P.* In: Feinwerktechnik für Meßtechnik. 92 (1984) 1. S. 17—19.

67. *Digital Laser Meßvorrichtung/Prospekt der Firma Matrix—Pitter; England.*

68. *Laser—Mikrometer/Prospekt der Firma Oriel; USA.*

69. *Einsatz optoelektronischer Sensoren in der Fertigungsmeßtechnik sowie zum Steuern von Robotern/Breitmeier U.* In: VDI—Zeitschrift. 125(1983)21. S. 873—897.

70. *The effect of the earth's rotation on the velocity of light. Pt. II/Michelson A. A., Gale H. G.* In: The Astrophysical Journal. 61(1925)3. S. 140—145.

71. *The ring laser inertial sensor/McCartney E. J.* In: Navigation. 13(1966)3. S. 260—269.

72. *Motion measurement by laser Doppler techniques/Angus J. C., Morrow D. L., Dunning J. W., French M. J.* In: Industrial and Engineering Chemistry. Ind. Ed. 61(1969)2. S. 8—20.

73. *8C2—Fluid flow measurements with a laser Doppler velocimeter/Foreman J. W., George E. W., Jetton J. L., Lewis R. D., Thornton J. R.,*

Watson H. J. In: IEEE Journal of Quantum Electronics. QE—2(1966)8. S. 260—276.

74. *A laser—Doppler technique for the measurement of particle velocity*/James R. N., Babcock W. R., Seifert H. S. In: AIAA Journal. 6(1968)1. S. 160—162.

75. *Berührungslose Geschwindigkeits—und Wegmessung durch Laser—Doppler—System (LADAR)*/In: Feinwerktechnik. 74(1970)9. S. 404—405.

76. *CO₂ laser Doppler navigator proves feasible*/McManus R. G., Chabot A., Goldstein I. In: Laser focus. 4(1968)9. S. 21—28.

77. *Multioscillator laser Gyroscop*/Chow W. W., Hambenne J. B., Hutchings T. J., Sanders V. E., Sargent III, M., Scully M. O. In: IEEE J. Quantum Electronics. QE—16(1980)9. S. 918—935.

78. *Ein Beitrag zur optischen Nachrichtenübertragung in der Atmosphäre mit GaAs—Strahlungsquellen*/Kube E. — 1972. — Dresden, Techn. Univ., Diss. A.

79. *CO₂—Laser—Nachrichtenübertragung durch Großstadtatmosphäre/Fussgänger K.—Vortrag auf NTG—Fachtagung «Nachrichtenübertragung mit Lasern»*; Ulm, 1972.

80. *Effects of Precipitation on Propagation at 0,63, 3,5 and 10,6 Micross*/Chu T. S., Higg D. C. — In: BSTJ. — 47(1968)5. — S. 723—759.

81. *Optical Communications Experiments at 6328 Å and 10,6/Lucy R. F., Lang K.* In: Appl. Optics. 7(1968)10. — S. 1965—1970.

82. *Lenses guide optical frequencies to low—loss transmission*/Goubau G. — In: Electronics. — 39(1966)5. S. 83—89.

83. *Informationsübertragung mit Lichtleitern—Stand und Entwicklungstendenzen*/Kube E. In: msr. 22(1979)9. S. 482—490.

84. *Fibre—Optic Communications Systems*/Yeh L. P. In: Telecommunications. 12(1978)9. S. 33—38.

85. *Optical fibre communications, present and future*/Midwinter J. E. In: Proc. R. Soc. London. A 392(1984). S. 247—277.

86. *Fibre Optic Connector Developments*/Bowen T., Schuhmacher W. In: Microwave Journal. 22(1979)7. S. 55—59.

87. *Ceramic Capillary Splices for Optical Fibres*/Nawata K., Iwahara Y., Suzuki N. — In: Electronics Letters. — 15(1979)15. — S. 470—472.

88. *Optische Steckverbinder und Spleiße*. In: Markt & Technik. (1978)44. S. 156 und 158.

89. *Splicing optical fibres*/Dakss M. L. In: Laser Fokus. 14(1978)5. S. 66—70.

90. *Optical Communications*/In: Macrowaves. 17(1978)11. S. 69—75.

91. *Einführung in die Technik der Lichtwellenleiter als Kommunikationssträger*/Hubmann H. P. In: Laser+Elektrooptic. 10(1978)2. S. 20—25.

92. *Room—temperature 1,5 diode lasers operate cw in two Tokyo laboratories*/In: Laser Focus. 15(1979)11. S. 58—60.

93. *New Light Source for Optical Communications System*/Nawata K. In: ECL News. (1980). S. 1—2.

94. *Einführung in die optische Nachrichtentechnik*/Kersten R. T. — Berlin (West), Heidelberg, New York: Springer—Verlag, 1983.

95. *Sources and Detectors for Optical Fiber Communication. Systems*/Tran van Muoi. In: Laser Focus. 20(1984)9. S. 108—112.

96. *Fibre Optics for Telecommunications*/Campbell L. L. In: Microwave Journal. 22(1979)7. S. 24—34 und 84.

97. *Error Propabilities Relate To Data—Link S/N/Garner W. J.* — In: *Microwaves*. 17(1978)11. S. 101—105.
98. *Choose detectors for their differences, to suit different fiber—optic systems/Zucker J.* In: *Electronic Design*.—28(1980)4. S. 165—169.
99. *ECC: Fiber optics, tantalum caps and plastic resistors share spotlight/Ohr S.* In: *Electronic Desingn*. 28(1980)4. — S. 47—50.
100. *Optical Fiber Communications. — The State of the Art/Li T.* In: *IEEE Transactions on Communications*. 26(1978)7. S. 946—955.
101. *Theoretical investigations of low—noise regeneration of light pulses in communication systems/Müller R., Neef E.* In: *Optical Communications*. 25(1978)3. S. 329—332.
102. *The optical multi—stage repeater/Müller R., Neef E.* In: *Optical Communications*. 29(1972)2. S. 215—217.
103. *Technische und ökonomische Vorbereitung des praktischen Einsatzes von Lichtleiter—Nachrichtensystemen/Rehan J. P., Bose H., Kube E., Meisel J.* In: *Fernmeldetechnik*. 19(1979)5. S. 178—181.
104. *Single—Mode Optical Waveguide Specifications/Lemrow C. M., Reitz P. R.* In: *Telecommunications*. 18(1984)5. S. 75—78.
105. *Principles of fibre—optical cable design/Foord S. G., Lees J.* In: *Proc. IEEE*. 123(1976)6. S. 597—608.
106. *Optische Nachrichtentechnik/Unger H.*—G. Berlin (West): *Elitera—Verlag*, 1976.
107. *Lichtleitertechnik/Glaser W.* — Berlin: *Verlag Technik*, 1981.
108. *Holographie/Groh G.* — Stuttgart, Berlin (West): *Union*, 1973.
109. *Coherent optical processing/Van D. Lugt A.* In: *Proc. IEEE*. 62(1974)10. S. 1300.
110. *Einführung in die Technik der Holographie/Kumle H., Ross D.* — Frankfurt am Main: *Akademische Verlagsgesellschaft*, 1964.
111. *Advances in Holografie*. Vol. 3/Farhat N. H. New York and Basel: *Marcel Dekker Inc.*, 1974.
112. *Verfahren zur quantitativen Auswertung holografischer Interferogramme/Schreiber W., Wenke L., Erler K.* In: *Feingeratetechnik*. 29(1980)4. S. 161—163.
113. *Holografische Interferometrie. Grundlagen, Methoden und ihre Anwendung in der Festkörpermechanik/Wernicke G., Osten W.* Leipzig: *VEB Fachbuchverlag*, 1982.
114. *Erfassung und maschinelle Verarbeitung von Bilddaten/hrsg. von Kazmierczak H.* Berlin: *Akademie—Verlag*, 1980.
115. *Optical Holography/Collier R. J., Burckhardt G. B., Lin L. H.* — Bell Telephone Laboratories Murray Hill, New Jersey. New York, London: *Academic Press*. 1971.
116. *Optical Information Processing, Vol. 1/Lohmann A. W.* *Physikalisches Institut der Universität Erlangen*; Erlangen, 1978.
117. *Synthetische Holografie/hrsg. von Schreier D.* Leipzig: *VEB Fachbuchverlag*, 1984.
118. *Applied Holografy a Survey/Saxby G.* In: *The British Journal of Photography*. 130(1982). S. 806—809.
119. *Applied Holografy a Syrvey/Saxby G.* In: *The British Journal of Photography*. 130(1983). S. 844—846.
120. *Applied Holografy a Survey/Saxby G.* In: *The British Journal of Photography*. 130(1983). S. 868—869.
121. *Video disk player optics/Bouwhuys G., Braat J. J. M.* In: *Appl. Opt.* 17(1978). S. 1993—2000.
122. *Laser beam recording of video disks/Jacobs B. A. J.* In: *Appl. Opt.* 17(1978). S. 2001—2006.

123. *Laser beam reading of video records*/Velzel C. H. F. In: Appl. Opt. 17(1978). S. 2029—2036.
124. *Bildplattensysteme im Vergleich*/Tetzner K. In: audio und video, Sonderheft der Funkschau Nr. 38. (1982). S. 8—19.
125. *Compact Disc Digital Audio*/Harder C. — In: audio und video, Sonderheft der Funkschau Nr. 38. — (1982). S. 48—50.
126. *The Compact Disc Digital Audio System*/Carasso M. G., Peek J. B. H., Sinjou J. P. In: Philips techn. Rev. 40(1982)51.
127. *Ten billion bits on a disk*/Balthuis K., Carasso M. G. u. a. In: IEEE spektrum August 1979. S. 26.
128. *Signal—to—noise in magneto—optic storage*/Mansaripur N., Conell G. A. N., Goodman J. W. In: Proc. of SPIE (Int. Soc. for Optical Engineering) 329 Optical Disk Technology. (1982). S. 215—222.
129. *Optical fiber sensor technology*/Giallorenzi T. G. u. a. In: J. Quantum Electr. QE—18(1982)4. S. 626—665.
130. *Faseroptische Multimode—Sensoren*/Spenner K., Kersten R. Th., Ramakrishnan S. In: Laser und Optoelektronik. 15(1983)3. S. 226—234.
131. *Faser—und integriert—optische Monomode—Sensoren*/Kist R., Kersten R. Th. In: Laser und Optoelektronik. —16(1984)1. S. 17—30.
132. *Meßfühler für nichtoptische Meßgrößen auf optischen Prinzipien und mit optischen Ausgangssignalen*/Hart H., Prethel R. In: Feingeräte-technik. 32(1983)7. S. 312—315; 8. — S. 357—361; 9. S. 404—409.
133. *An introduction to fiber optics sensors*/Davis Ch. M. — In: Laser Focus. — 18(1982)2. — S. 112—115.
134. *Pikosekunden—Optoelektronik*/Veith G. In: Laser und Optoelektronik. Stuttgart 15(1983)3. S. 117—125.
135. *Lasergesteuertes schnelles optoelektronisches Schalten in Halbleitern*/Bruckner V., Kersten F. — In: Exp. Technik Physik. — 32(1984)2. — S. 139—154.
136. *Picosecond Phenomena III*/hrsg. von Eisenthal K. B. u. a. Berlin (West), Heidelberg, New York: Springer—Verlag, 1982 Teil III, S. 130—153; Optoelectronics.
137. *Integrated Optics: Physics and Applications*/hrsg. von Martelluci S., Chester A. N./Nato ASI Series B, Vol. 91). New York, London: Plenum Press, 1984.
138. *Integrated Optics: An Introduction*/Miller S. E. — In: BSTJ. 48(1969)7. S. 2059—2068.
139. *Integrated Optics. Theory and Technology*/Hunsperger R. G. Berlin (West), Heidelberg, New York: Springer—Verlag, 1982.
140. *Integrated Optics*/hrsg. von T. Tamir. Berlin (West), Heidelberg, New York: Springer—Verlag, 1979.
141. *Theory of dielectric optical waveguides*/Marcuse D. New York, London: Academic Press, 1974.
142. *Planar optical waveguides and fibers*/Unger H. G. — Oxford: Clarendon Press, 1977.
143. *Photonics*/hrsg. von M. Balkanski, Lallemand P. Paris: Gaudhier—Villars, 1973.
144. *Fiber and Integrated Optics*/hrsg. von Ostrowsky D. B. New York, London: Plenum Press, 1979.
145. *Stand und Probleme der integrierten Optik aus physikalischer Sicht*/Drenckhan J., Pohl H. J. In: Beiträge aus der Optik und Quantenelektronik. 1976. S. 15—35.
146. *Quidded wave optics*/Taylor H. F., Yariv A. In: Proc. IEEE. 62(1974)8. S. 1044—1060.

147. *Periodic structures for integrated optics*/Yariv A., Nakamura M. In: IEEE J. Quantum Electron. QE-13(1977)4. S. 233—253.
148. *Limits of Integrated Optics*/Kogelnik H. In: Proc. IEEE. 69(1981)2. S. 232—238.
149. *Optische Nachrichtenübertragung und Integrierte Optik*/Kersten R. Th. In: Elektronik. 1975, 6. S. 72—86.
150. *Guided-wave devices for optical communication*/Alferness R. C. — In: IEEE Quantum Electron. QE-17(1981)6. S. 946—959.
151. *Integrated-optic modulators and switches*/Voges E. — In: Proceedings 5th International School of Coherent Optics/hrsg. von Phys. Techn. Institut der AdW der DDR, Jena. 1984, part I. S. 77—84.
152. *Integrated optics—devices*/Wilkinson J. S. — In: Phys. Techn. 14(1983). S. 190—194.
153. *Fabrication Techniques for Integrated Optics Devices*/Betts R. A. In: Phys. Techn. 14(1983). S. 194—198.
154. Бергманн Дж., Эберт Г., Фишер Р., Глас П. Генерация второй гармоники в асимметричных волноводах на основе GaAs. //Изв. АН СССР, Сер. физ., 1981. Т. 45. № 6. С. 979—981.
155. *Low-Loss optical waveguides in MBE-grown GaAs/GaAlAs heterostructures*/Houghton A. J. N. u. a. In: Optics Commun. 46(1983)4. S. 164—166.
156. *Integrated Optics II*/hrsg. von Hall G. In: SPIE. 321(1983).
157. *Optical Interfaces for Digital Circuits and Systems*/hrsg. von Milano A. In: SPIE. 466(1984).
158. *Integrated Optoelectronics*/Bar—Chaim N., Ury I., Yariv A. In: IEEE Spectrum. May 1982. S. 38—45.
159. *Integrated-optical approaches to numerical optical computing*/Verber C. M. In: Proc. IEEE. O 72(1984)7. S. 942—953.
160. *Digital Optical Computing*/Sawchuk A., Strand T. In: Proc. IEEE. 72(1984)7. S. 758—779.
161. *Integrated Optics and Raman Scattering*/Rabolt J. F. u. a. In: IBM Journ. 26(1982)2. S. 209—216.
162. *Design considerations and performance of Mach—Zehnder waveguide modulators*/Auracher F., Keil R. In: Wave Electronics. 4(1980). S. 129—140.
163. *Efficient wave guide electro-optic TE—TM mode converter/wavelength filter*/Alferness R. S. — In: Appl. Phys. Lett. — 36(1980)7. — S. 513—515.
164. *Polarisation independent optical filter using interwaveguide TE—TM conversion*/Alferness R. C., Buhl L. L. — In: Appl. Phys. Lett. — 39(1981)2. — S. 131—134.
165. *A/D conversion experiments using a LiNbO₃ balanced bridge modulator*/Yamada S. u. a. In: Appl. Phys. Lett. 39(1981)1. S. 124—126.
166. *17—GHz bandwidth electro-optic modulator*/Gee C. M., Thurmond G. D., Yen H. W. In: Appl. Phys. Lett. 43(1983)11. S. 998—1000.
167. *Architectural considerations involved in the design of an optical digital computer*/Huang A. In: Proc. IEEE. 72(1984)7. S. 780—786.
168. *Limits to Miniaturization in Optics*/Dandliker R. In: Laser + Elektrooptik. 13(1981)3. S. 25—31.
169. *Drucken mit Laser*/Christinat Ch. In: Laser + Elektrooptik. — (1980)2. S. 22—24.
170. *High Speed Photography and Photonics*/In: Proc. 13th Int. Congr. 1978. SPIE, vol. 189, Tokyo (1979).
171. *Laser und ihre Anwendungen*/Naray Zs. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.—G., 1976.

172. *Laser*/Westermann F. — Stuttgart: Teubner—Verlag, 1976.
173. *Laser in Industrie und Technik*/Bimberg D. Grafenau: Lexika—Verlag, 1977.
174. *Optische Laser in der Elektronik*/Steele C. L. — Stuttgart: Berliner Union, 1975.
175. *Laser, Grundlagen Eigenschaften und Anwendung in Wissenschaft und Technik*/Gürs K. — Frankfurt/M: Umschau—Verlag, 1970.
176. *Anwendung des Lasers in der Fernmeldetechnik*/Gruss R. — In: *Der Fernmelde—Ingenieur*. 21(1967)9. S. 1—31.
177. *Technische Anwendungen des Lasers*/Rosenberger D. u. a. — Berlin (West), Heidelberg, New York: Springer—Verlag, 1975.

К главе 5

1. *Optical Radiation with Particular Reference to Lasers*/Goldman L. u. a./hrsg. von der WHO, Regional Office for Europe, Copenhagen, 1977.
2. *Gefahr durch Laserstrahlen*/Krause H. — In: *Arbeitssicherheit. Handbuch für Unternehmensleitung. Betriebsrat und Führungskräfte*. — Freiburg i. Br.: Rudolf—Haufe—Verlag, 1972.
3. *Laser in ihrer arbeitshygienischen Bedeutung*/Kupfer E. — In: *Z. ges. Hyg.* — 19(1973)3. — S. 169—177.
4. *Laser aus der Sicht des Arbeitsschutzes*/Klenschmidt W. — In: *Schriftenreihe Arbeitsschutz des Zentralinstituts für Arbeitsschutz. Heft 30*. — Berlin: Verlag Tribune, 1971.
5. *A guide for control of laser hazards*/ACGIH (1973). — Cincinnati, Ohio: American Conference of Governmental Industrial Hygienists.
6. *American National Standard for the Safe of Lasers*. ANSI Z 136.1 ANSI (1973). — New York: American National Standard Institute.
7. *Laser—Schutz bei der Anwendung von Helium—Neon—Dauerlicht—Lasern*/Detimers D., Löffler W., Renz K. — In: *Z. Berufsgenossenschaft Betriebssicherheit*. — (1970)7. S. 247—252.
8. *Farb—und Filterglas für Wissenschaft und Technik*/Katalog. VEB JENAer Glaswerk, Jena, 1962.
9. *Katalog für Arbeitsschutzkleidung und Arbeitsschutzmittel*/Berlin: Verlag Tribune, 1970.

К главе 6

1. *Laser Parameter Measurements Handbook*/Heard H. G. — New York, London: John Wiley & Sons Inc., 1968.
2. *Limiting Sensitivities of Detectors of Infrared and Visible Radiation*/McLean T. P./hrsg. von L. R. Baker—London: British Electro—Optics, Taylor u. Francis Ltd., 1977.
3. *Prospekt* Moletron Corp. USA 1971.
4. *Prospekt* RCA, P—700 C, Photomultiplier Tubes. USA 1976.
5. *Photoemissive Materials*/Sommer A. H. New York, London: John Wiley & Sons Inc., 1968.
6. *Negative Affinity III—V Photocathodes: Their Physics and Technology*/Spicer W. E. — In: *Appl. Phys.* — 12(1977)2. — S. 115—130.
7. *Physikalische Aspekte des zeitlichen Auflösungsvermögens der Fotozelle*/Brunner W., Paul H., Bernhard F., Antkowiak J. In: *Exp. Technik d. Phys.* 27(1979)5. S. 429—436.
8. *Die Anwendung des Prinzips gekreuzter elektrischer und magnetischer Felder bei der Realisierung eines Sekundärelektronenvervielfachers mit extrem hoher Zeitauflösung*/Antkowiak J., Bernhard F. — In: *Nucl. Instrum. and Meth.* — 70(1969)1. — S. 269—273

9. *Microchannel Plates*/Leskovar B. In: *Phys. today.* (1977)11. S. 42—49.
10. *Aufbau*. Wirkungsweise und Ausführungsformen von Bildverstärkern/Kreiser J. In: *Int elektron. Rundsch.* 27(1973)8. S. 143—147, 169—173, 196—198.
11. *Ultrashort Pulse Measurements*/Bradley D. J., New G. H. C. — In: *Proc. IEEE.* — 62(1974)3. — S.313—345.
12. *Die temporaldisperse Sensorröhre (TDS)*—eine neue Streakrohre mit Silizium—Diodenmatrix/Lucht H., Jager E., Jupner J., Schmidt H. — In: *Exp. Techn. Phys.* 33(1985)2. — S. 149—157.
13. *Recent developments in picosecond photochronoscopy*/Bradley D. J. — In: *Optics und Laser Technology.* — 11(1979)1. — S. 23—28.
14. *Signal—Mittelwerbildung nach dem Boxcar—Verfahren*/Becker W. In: *radio fernsehen elektronik.* 28(1979)7. S. 415—418.
15. *Photon counting*/Morton G. A. In: *Appl. Optics.* 7(1968). S. 1—10.
16. *Vakuumelektronik*/hrsg. von Gollnitz H., Schneider H. G., Rössler H. Berlin: Akademie—Verlag, 1978.
17. *Pyroelectric vidicon: A new multichannel spectrometric infrared (1...30 μm) detector*/Talmi Y. In: *Appl. Optics.* 17(1978)16. S. 2489—2501.
18. *CCD—und CID—optoelektronische Halbleitersensoren für die Fernsehtechnik*/Herbst H., Knauer K., Koch R. In: *Rundfunktechn. Mitteilungen.* 21(1977)2. S. 77—86.
19. *Pyroelectric self—scanning Infrared Detector Arrays*/Prospekt SPIRICON. USA, 1981.
20. *Prospekt EG a. G./Princeton Applied Research. OMA 2. USA,* 1979.
21. *Prospekt Tracor Northern/DARSS—System.* USA, 1978.

СОДЕРЖАНИЕ

| | |
|---|-----|
| Предисловие редактора перевода | 3 |
| Предисловие | 5 |
| 1. Физические основы | 6 |
| 1.1. Свет как электромагнитные волны | 8 |
| 1.2. Генерация электромагнитного излучения | 8 |
| 1.2.1. Основные положения | 12 |
| 1.2.2. Обычные источники света | 14 |
| 1.2.3. Лазер как источник света | 17 |
| 2. Лазеры | 17 |
| 2.1. Теоретические основы [10] | 17 |
| 2.1.1. Введение | 18 |
| 2.1.2. Вероятности переходов | 20 |
| 2.1.3. Балансные кинетические уравнения | 23 |
| 2.1.4. Свойства излучения | 29 |
| 2.2. Создание инверсной заселенности | 32 |
| 2.3. Оптические резонаторы | 32 |
| 2.3.1. Введение | 35 |
| 2.3.2. Резонатор с плоскими круглыми зеркалами | 38 |
| 2.3.3. Устойчивые резонаторы с круглыми зеркалами | 45 |
| 2.3.4. Неустойчивый резонатор с конфокальной системой зеркал | 46 |
| 2.3.5. Селекция мод в оптических резонаторах | 49 |
| 2.3.6. Экспериментальная техника резонаторов | 49 |
| 2.4. Пороговое условие генерации лазера | 51 |
| 2.5. Твердотельные лазеры [16—24] | 51 |
| 2.5.1. Введение | 52 |
| 2.5.2. Физические основы | 62 |
| 2.5.3. Рубиновый лазер | 65 |
| 2.5.4. Неодимовый стеклянный лазер | 68 |
| 2.5.5. Nd-ИАГ-лазеры | 70 |
| 2.5.6. Мощные твердотельные лазеры | 71 |
| 2.5.7. Миниатюрные твердотельные лазеры | 72 |
| 2.5.8. Свойства излучения твердотельных лазеров | 74 |
| 2.6. Газовые лазеры [25—42] | 74 |
| 2.6.1. Введение | 75 |
| 2.6.2. Физические основы газовых лазеров | 82 |
| 2.6.3. Газовые лазеры в УФ-диапазоне [17, 31] | 90 |
| 2.6.4. Газовые лазеры в видимой спектральной области | 102 |
| 2.6.5. Газовые лазеры в инфракрасной области спектра [28, 33] | 115 |
| 2.6.6. Свойства излучения газовых лазеров | 117 |
| 2.7. Полупроводниковые лазеры | 117 |
| 2.7.1. Введение | 120 |
| 2.7.2. Физические основы | 137 |
| 2.7.3. Инжекционный лазер на основе GaAs | 142 |
| 2.7.4. Лазер на основе PbSnTe | 143 |
| 2.7.5. Свойства излучения инжекционного лазера | 146 |
| 2.8. Лазеры на красителях [58—64] | 146 |
| 2.8.1. Введение | 147 |
| 2.8.2. Физические основы | 150 |
| 2.8.3. Системы накачки | 157 |
| 2.8.4. Свойства излучения лазеров на красителях | |

| | |
|---|-----|
| 2.9. Другие типы лазеров | 161 |
| 2.9.1. Лазеры на центрах окраски | 161 |
| 2.9.2. Лазеры на свободных электронах | 163 |
| 2.9.3. Рекомбинационный лазер | 165 |
| 2.9.4. Химический лазер | 167 |
| 2.10. Специальные лазерные устройства | 170 |
| 2.10.1. Лазер с модуляцией добротности | 170 |
| 2.10.2. Генерация ультракоротких световых импульсов
[2.1, 2.41] | 174 |
| 2.10.3. Частотно-стабилизированные лазеры | 176 |
| 2.11. Оптические элементы в лазерных системах | 178 |
| 2.11.1. Характеристики оптических материалов | 178 |
| 2.11.2. Гауссов пучок | 180 |
| 2.11.3. Оптическая активность (эффект Фарадея) | 182 |
| 2.11.4. Оптические одноосные кристаллические пластин-
ки | 183 |
| 2.11.5. Дифракционная решетка как дискриминатор длин
волн | 188 |
| 8. Применение лазеров в физике, химии, биологии и медицине | 188 |
| 3.1. Введение | 188 |
| 3.2. Нелинейная оптика | 189 |
| 3.2.1. Введение | 189 |
| 3.2.2. Нелинейные восприимчивости | 194 |
| 3.2.3. Параметрические процессы | 201 |
| 3.2.4. Процессы рассеяния | 214 |
| 3.2.5. Зависимость показателя преломления от интенсив-
ности | 218 |
| 3.2.6. Двухфотонное поглощение | 220 |
| 3.2.7. Нелинейные оптические эффекты при специальных
условиях | 221 |
| 3.2.8. Новые функциональные элементы на основе эффек-
тов нелинейной оптики | 224 |
| 3.3. Лазерная спектроскопия | 227 |
| 3.3.1. Введение | 227 |
| 3.3.2. Линейная лазерная абсорбционная спектроскопия | 227 |
| 3.3.3. Внутридоплеровская спектроскопия высокого раз-
решения | 231 |
| 3.3.4. Лазерная спектроскопия комбинационного рассеяния | 234 |
| 3.3.5. Спектроскопия сверхвысокого временного разреше-
ния | 237 |
| 3.3.6. Специальные применения лазеров для задач анализа | 240 |
| 3.4. Лазерная фотохимия | 241 |
| 3.4.1. Введение | 241 |
| 3.4.2. Лазеры в фотохимии | 243 |
| 3.4.3. Инфракрасная лазерная фотохимия | 245 |
| 3.4.4. Фотохимия с лазерами в видимой и УФ-областях
спектра | 250 |
| 3.4.5. Применения | 252 |
| 3.4.6. Перспективы развития | 261 |
| 3.5. Применение лазеров в биологии и медицине | 261 |
| 3.5.1. Введение | 261 |
| 3.5.2. Применение лазеров в медико-биологических иссле-
дованиях и в медицинской диагностике | 261 |
| 3.5.3. Применение лазеров в медицинской терапии | 269 |

| | |
|---|-----|
| 3.6. Лазерный управляемый термоядерный синтез | 279 |
| 3.6.1. Введение | 279 |
| 3.6.2. Принцип действия лазерного управляемого термо-
ядерного синтеза и требования к лазерной системе | 280 |
| 3.6.3. Взаимодействие лазерного излучения с плазмой | 282 |
| 3.6.4. Перспективы развития | 285 |
| 4. Применение лазеров в технике | 286 |
| 4.1. Обработка материалов [1—38] | 286 |
| 4.1.1. Введение | 286 |
| 4.1.2. Взаимодействие лазерного излучения с веществом | 288 |
| 4.1.3. Лазеры для обработки материалов | 291 |
| 4.1.4. Сварка лазерным излучением | 299 |
| 4.1.5. Разделительная резка и сверление с помощью ла-
зеров | 308 |
| 4.1.6. Специальные технологии | 317 |
| 4.2. Метрология | 326 |
| 4.2.1. Провешивание линий и управление [39—53] | 326 |
| 4.2.2. Измерение длины [54—69] | 371 |
| 4.2.3. Измерение скорости [70—77] | 386 |
| 4.3. Оптическая передача информации [78—107] | 390 |
| 4.3.1. Введение | 390 |
| 4.3.2. Передающие среды | 391 |
| 4.3.3. Источники света для волоконно-оптических систем
связи | 400 |
| 4.3.4. Модуляция | 402 |
| 4.3.5. Приемники | 404 |
| 4.3.6. Ретрансляторы | 405 |
| 4.3.7. Системы связи | 407 |
| 4.4. Голография [108—120] | 412 |
| 4.4.1. Основные положения | 412 |
| 4.4.2. Типы голограмм | 415 |
| 4.4.3. Применения голограмм | 416 |
| 4.5. Другие применения [121—177] | 422 |
| 4.5.1. Оптическая цифровая память | 422 |
| 4.5.2. Волоконно-оптические датчики | 428 |
| 4.5.3. Пикосекундная оптоэлектроника | 430 |
| 4.5.4. Интегральная оптика | 432 |
| 4.5.5. Лазерное печатающее устройство | 444 |
| 4.5.6. Лазеры в вычислительной технике | 445 |
| 4.5.7. Лазеры в фотографии | 446 |
| 4.5.8. Лазеры для считывания и идентификации | 446 |
| 4.5.9. Лазер как измерительное средство | 447 |
| 5. Техника безопасности при работе с лазерными устройствами | 447 |
| 5.1. Опасности при работе с лазерными устройствами | 447 |
| 5.1.1. Специфические лазерные опасности | 447 |
| 5.1.2. Неспецифические лазерные опасности | 451 |
| 5.2. Мероприятия по технике безопасности | 452 |
| 5.2.1. Определение понятий | 452 |
| 5.2.2. Классификация лазерных устройств | 454 |
| 5.2.3. Предельные величины экспозиции при воздействии
лазерного излучения | 457 |
| 5.2.4. Количественное рассмотрение конкретных условий
эксплуатации | 461 |
| 5.2.5. Специальные меры для защиты глаз | 463 |

| | |
|---|-----|
| 5.2.6. Общие мероприятия, обеспечивающие безопасность труда при эксплуатации лазерных установок . . . | 468 |
| 6. Регистрация электромагнитного излучения . . . | 472 |
| 6.1. Основные положения и понятия . . . | 472 |
| 6.1.1. Характеристики излучения . . . | 472 |
| 6.1.2. Характеристики источников излучения . . . | 475 |
| 6.1.3. Виды излучения . . . | 479 |
| 6.2. Методы регистрации [1] . . . | 479 |
| 6.2.1. Калориметрические методы регистрации . . . | 479 |
| 6.2.2. Фотоэлектрические методы регистрации . . . | 480 |
| 6.2.3. Фотохимические методы регистрации . . . | 480 |
| 6.2.4. Нелинейные оптические эффекты (НЛО-эффекты) . . . | 481 |
| 6.3. Свойства и характеристики приемников излучения . . . | 484 |
| 6.4. Приемники и методы измерения непрерывного и импульсного излучения . . . | 489 |
| 6.4.1. Тепловые и ИК-фотоприемники . . . | 489 |
| 6.4.2. Детекторы с внешним фотоэффектом . . . | 494 |
| 6.4.3. Методы измерений с высоким временным разрешением [11] . . . | 503 |
| 6.4.4. Методы регистрации лазерного излучения с высокой чувствительностью . . . | 508 |
| 6.5. Регистрация изображений . . . | 510 |
| 6.5.1. Передающие телевизионные трубки [16] . . . | 511 |
| 6.5.2. Твердотельные приемники изображения . . . | 515 |
| 6.5.3. Оптический многоканальный анализ (ОМА) . . . | 516 |
| Список литературы . . . | 518 |

Справочное издание

Справочник по лазерной технике

Заведующий редакцией А. Б. Желдыбин

Редактор издательства Б. Ф. Рзянин

Художник переплета Т. Н. Хромова

Художественные редакторы Т. А. Дворецкова,

Т. Н. Хромова

Технический редактор В. В. Хапаева

Корректор М. Г. Гулина

ИБ № 3126

Сдано в набор 25.12.90. Подписано в печать 11.06.91. Формат 84×108¹/₃₂.
Бумага типографская № 2. Гарнитура литературная. Печать высокая.
Усл. печ. л. 28,56. Усл. кр.-отт. 28,56. Уч.-изд. л. 38,15. Тираж 10 000 экз.
Заказ № 707. Цена 2 р. 80 к.

Энергоатомиздат. 113114 Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10

Владимирская типография Госкомпечати СССР.
600000, г. Владимир, Октябрьский проспект, д. 7

